www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

14e JAARGANG No. 2, blz. 33-64 FEBRUARI 1952

Philips Technisch Tijdschrift

BEHANDELENDE TECHNISCHE VRAAGSTUKKEN
SAMENHANGENDE MET DE PRODUCTEN, WERKWIJZEN EN ONDERZOEKINGEN
VAN DE N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

REDACTIE: NATUURKUNDIG LABORATORIUM DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN, EINDHOVEN

FERROXDURE, EEN GROEP NIEUWE MATERIALEN VOOR PERMANENTE MAGNETEN

door J. J. WENT *), G. W. RATHENAU, E. W. GORTER en G. W. van OOSTERHOUT.

621.318.12:538.246.2

De tot nu toe gebruikelijke materialen voor permanente magneten zijn over het algemeen metallische legeringen die gewoonlijk cobalt of nikkel of beide bevatten. In het Philips-laboratorium te Eindhoven is nu een groep van nieuwe materialen voor permanente magneten ontwikkeld. Deze groep, Ferroxdure genaamd, bevat gesinterde oxydische materialen waarin zich geen cobalt of nikkel bevindt. In de drie gedeelten van dit artikel worden enkele interessante eigenschappen en toepassingen van Ferroxdure besproken.

I. BELANGRIJKSTE EIGENSCHAPPEN VAN FERROXDURE

Inleiding

Sinds enige jaren zijn in het Philips-laboratorium te Eindhoven uitgebreide onderzoekingen verricht op het gebied van de ferromagnetische oxydes. De lezer van dit tijdschrift heeft reeds uitvoerig kennis kunnen nemen van een groep van deze materialen, bekend onder de naam Ferroxcube. Zoals reeds in vorige publicaties [1] [2]) vermeld werd, zijn de Ferroxcube-materialen gekenmerkt door een grote soortelijke electrische weerstand in combinatie met een grote magnetische permeabiliteit; wegens deze laatste eigenschap behoren de Ferroxcube-materialen tot de groep der magnetisch zachte materialen. In de vorige publicaties werd aangetoond (vooral in het artikel vermeld onder [2])) dat Ferroxcube buitengewoon geschikt is voor het gebruik in zelfinducties voor hoge frequenties, hoogfrequent-transformatoren, enz.

Gedurende de laatste twee jaren is in het Philips-laboratorium te Eindhoven een nieuwe groep ferromagnetische oxydes uitvoerig onderzocht. Deze oxydes zijn magnetisch hard, dwz. zij kunnen gebruikt worden als materiaal voor permanente magneten. Opvallend bij deze oxydes is het feit dat zij in tegenstelling tot de meeste andere materialen voor permanente magneten geen cobalt of nikkel bevatten. Aangezien deze metalen duur en op het ogenblik moeilijk te krijgen zijn, is het duidelijk dat de nieuwe materialen — die de naam Ferroxdure hebben gekregen — van groot economisch belang zijn.

Enige kenmerkende eigenschappen van magnetisch harde en zachte materialen

Terwijl magnetisch zachte materialen voornamelijk gekarakteriseerd worden door hun permeabiliteit en door de verliezen die zij veroorzaken indien zij in een magnetisch wisselveld geplaatst worden, hebben magnetisch harde materialen geheel andere kenmerkende eigenschappen. Daarom willen wij aan de hand van *fig. 1a* een kort overzicht geven van die grootheden die bij een bespreking van magnetisch harde materialen veelvuldig voorkomen [3]). In de figuur is

*) Thans bij N.V. KEMA, Arnhem.

[1]) J. L. Snoek, Philips techn. T. **8**, 353, 1946. J. L. Snoek, New developments in ferromagnetic materials, Elseviers Publishing Comp., Amsterdam, New York 1947. J. J. Went en E. W. Gorter, Philips techn. T. **13**, 213, 1951 (No. 8). Dit laatste artikel wordt in het vervolg aangehaald als A.

[2]) W. Six, Philips techn. T. **13**, 317, 1951 (No. 11).

[3]) Voor een diepergaande bespreking van het merendeel van deze grootheden zie J. J. Went, Philips techn. T. **10**, 247, 1948.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

de magnetisatie J [$4\pi J$] uitgezet als functie van het effectieve veld H_i [4]).

De magnetisatie van een ferromagneticum wordt gewoonlijk niet uitsluitend bepaald door het effectieve veld: indien bijv. een ferromagneticum gemagnetiseerd wordt tot zijn verzadigingsmagnetisatie en indien men vervolgens het effectieve veld laat afnemen tot de waarde nul, dan blijft er een zekere magnetisatie over, de remanente magnetisatie. Om de magnetisatie tot 0 te reduceren, moet er een effectief veld aangelegd worden in de richting tegengesteld aan de remanente magnetisatie; de effectieve veldsterkte die hiervoor nodig is, is de zogenaamde J-coërcitiefkracht en wordt aangeduid door het symbool ${}_JH_c$. In het speciale geval dat weergegeven is in fig. 1*a* is ${}_JH_c$ van dezelfde orde van grootte als J_r [$4\pi J_r$]. Volkomen analoog aan deze definitie kan eveneens een B-coërcitiefkracht, aangeduid door het symbool ${}_BH_c$, gedefinieerd worden als het veld dat aangelegd moet worden om de magnetische inductie $B = \mu_0 H + J$ [$B = H + 4\pi J$] tot 0 te reduceren. In fig. 1*b* is de demagnetiseringskromme [5]) gegeven van een ferromagneticum waarvoor de coërcitiefkracht zodanig is, dat $\mu_0 {}_JH_c$ [${}_JH_c$] veel kleiner is dan de remanente magnetisatie J_r [$4\pi J_r$]. De figuur laat zien dat in tegenstelling tot fig. 1*a* het verschil tussen ${}_JH_c$ en ${}_BH_c$ zeer klein is. De figuren 1*a* en 1*b* stellen het gedrag voor van resp. Ferroxdure en „Ticonal" G (een bekend magnetisch materiaal voor permanente magneten van zeer hoge kwaliteit [6])); wij komen hierop later nog terug.

Noch de remanente magnetisatie noch de coërcitiefkracht zijn de meest geschikte grootheden om de kwaliteit van een magnetisch hard materiaal te beschrijven. Het is de gewoonte de bruikbaarheid van een dergelijk materiaal aan te geven door middel van de maximale waarde $(BH)_{max}$ voor het product van de magnetische inductie B en het effectieve veld H die op de demagnetisatiekromme bereikt kan worden. Van het materiaal met de grootste $(BH)_{max}$ is de hoeveelheid, nodig om in een luchtspleet van een gegeven magnetisch circuit een gegeven veld op te wekken, het kleinst [7]). Het is duidelijk dat een grote remanente magnetisatie en een grote coërcitiefkracht gunstig zijn voor het verkrijgen van een grote $(BH)_{max}$.

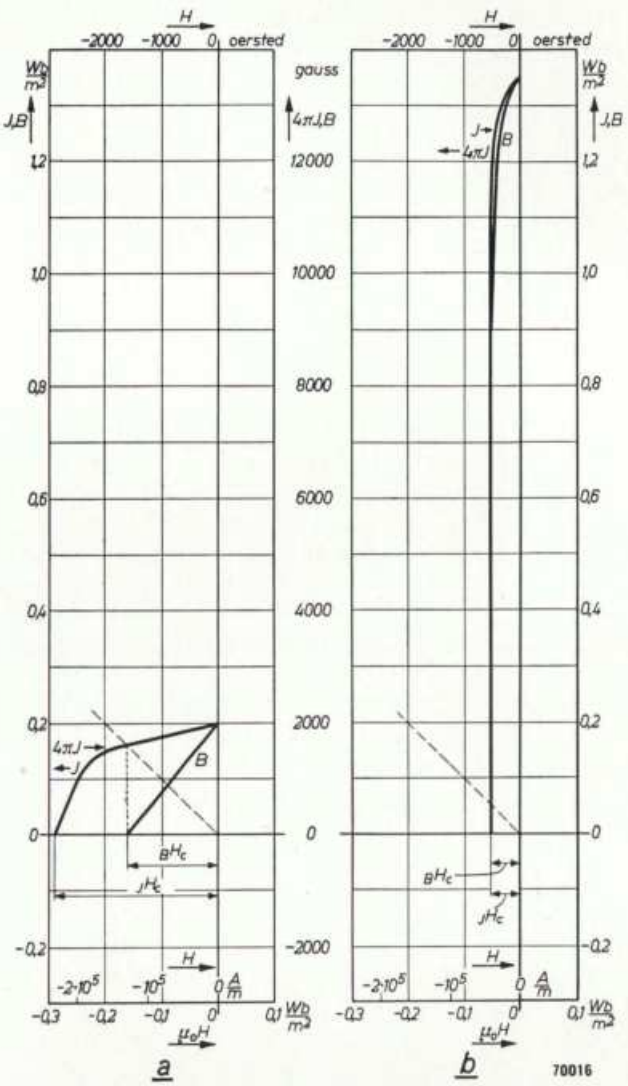


Fig. 1. Ontmagnetiseringskrommen voor Ferroxdure (*a*) en „Ticonal" G (*b*). In (*a*) zijn J_r [$4\pi J_r$] en ${}_JH_c$ van gelijke orde van grootte en bestaat er dus een groot verschil tussen ${}_JH_c$ en ${}_BH_c$. Dit is niet het geval in (*b*).

Overzicht van de belangrijkste eigenschappen van Ferroxdure

Ferroxdure is de naam voor een groep gesinterde, oxydische, magnetisch harde materialen, waarvan in dit artikel slechts drie zullen worden besproken. Twee van deze zijn oxydes van de samenstelling $BaFe^{III}_{12}O_{19}$, resp. $BaFe^{III}_{16}Fe^{II}_2O_{27}$; het derde materiaal is datgene wat op het ogenblik onder de naam Ferroxdure in de handel is, en voortaan zullen we met Ferroxdure dit materiaal bedoelen. Het bestaat voor het grootste deel uit het oxyde $BaFe_{12}O_{19}$. Dit oxyde heeft een niet-kubische, en wel hexagonale

---

[4]) Het effectieve veld is het verschil tussen het uitwendige veld H en het ontmagnetiserende veld NJ/μ_0 [$N'J$], waarin N [N'] de demagnetisatiefactor in de richting van het veld is. Tenzij uitdrukkelijk anders vermeld, zal door H voortaan het effectieve veld worden aangeduid.

De in dit artikel gebruikte eenheden zijn gerationaliseerde Giorgi-eenheden (zie bijv. Philips techn. T. **10**, 97, 1948). Voor het gemak van die lezers die (nog) niet thuis zijn in dit systeem, zullen wij de formules ook geven in ongerationaliseerde cgs-eenheden (Gauss-eenheden), en wel tussen vierkante haken. De grafieken zijn in beide eenhedenstelsels af te lezen.

Men zal zich herinneren dat in het Giorgi-systeem B en J uitgedrukt worden in volt sec/m² of in weber/m² (1 Wb/m² = 10 000 gauss) en H in ampère/m (1000/4π A/m = 79,6 A/m, hetgeen overeenkomt met 1 oersted). In vacuum is $B = \mu_0 H$, waarin $\mu_0 = 4\pi/10^7$ H/m. In plaats van H (in A/m) wordt vaak de waarde $\mu_0 H$ (in Wb/m²) gebruikt ($\mu_0 H$ = 1 Wb/m² komt dan overeen met 10 000 oersted in het cgs-stelstel). In een ferromagnetisch materiaal geldt de betrekking $B = \mu H$, waarin $\mu = \mu_r \mu_0$; μ_r, de relatieve permeabiliteit, is een dimensieloos getal (gelijk aan het getal μ in het cgs-stelsel). BH heeft de dimensie energie/volume-eenheid en wordt uitgedrukt in (V sec/m²)·(A/m) = V A sec/m³ = joule/m³ (hierin komt 1 J/m³ overeen met 125 gauss oersted).

[5]) Met demagnetiseringskromme bedoelen wij dat gedeelte van de gehele magnetiseringskromme dat in het linker bovenkwadrant ligt.

[6]) Zie ook B. Jonas en H. J. Meerkamp van Embden, Philips techn. T. **6**, 8, 1941.

[7]) Zie ook A. Th. van Urk, Philips techn. T. **5**, 33, 1940. Zoals later aangetoond zal worden, moet men deze bewering niet zo letterlijk opvatten als hier voorgesteld wordt.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

structuur en bezit één voorkeursrichting voor de magnetisatie (dwz. de kristalanisotropie is éénassig). De voorkeursrichting van de magnetisatie is evenwijdig aan de hexagonale as. Het éénassige karakter is een voorwaarde voor het verkrijgen van een grote coërcitiefkracht in Ferroxdure, evenals het bij de Ferroxcube-materialen voor het verkrijgen van een kleine coërcitiefkracht (hoge permeabiliteit) essentieel was dat zij bestonden uit kubische ferrieten.

De verzadigingsmagnetisatie van Ferroxdure is tamelijk laag in vergelijking met bijv. die van „Ticonal" G, zoals blijkt uit hun resp. waarden bij kamertemperatuur, die ongeveer 0,41 Wb/m² [4100 gauss] en 1,41 Wb/m² [14 100 gauss] bedragen. Voor een magnetisch hard materiaal dat bestaat uit willekeurig georienteerde kristallen met één voorkeursas voor de magnetisatie, zoals bij Ferroxdure het geval is, kan worden aangetoond dat de remanente magnetisatie gewoonlijk de helft van de verzadigingsmagnetisatie bedraagt (zie bijv. het artikel aangehaald in noot [3]). Zo is dus ook de waarde van de remanente inductie voor Ferroxdure bij kamertemperatuur (0,20-0,21 Wb/m² [2000-2100 gauss]) tamelijk laag in vergelijking met die van „Ticonal" G (1,34 Wb/m² [13 400 gauss]). De coërcitiefkracht is echter buitengewoon groot, nl. $\mu_0 {}_JH_c$ = 0,2-0,32 Wb/m² [${}_JH_c$ = 2000-3200 Oe] voor Ferroxdure en ${}_JH_c$ = 0,06 Wb/m² [${}_JH_c$ = 600 Oe] voor „Ticonal" G.

In fig. 1*a* en 1*b* zijn de demagnetisatiekrommen voor deze twee materialen gegeven. Het grote verschil dat bij Ferroxdure blijkt te bestaan tussen ${}_JH_c$ en ${}_BH_c$ wordt veroorzaakt door de combinatie van een grote coërcitiefkracht en een tamelijk kleine remanente inductie. Voor Ferroxdure is de waarde van $(BH)_{max}$ (ongeveer 6800 J/m³ [0,85 · 10⁶ gauss·oersted]) ongeveer $^1/_6$ van de waarde van $(BH)_{max}$ voor „Ticonal" G, die tot 45 800 J/m³ [5,7 · 10⁶ gauss·oersted] bedraagt. Dit wil echter niet zeggen, zoals later aangetoond zal worden, dat het volume van Ferroxdure dat nodig is om in een luchtspleet van bepaald volume een bepaalde veldsterkte op te wekken ook 6 maal zo groot is als het voor hetzelfde doel vereiste volume van „Ticonal" G. Ondanks de grotere benodigde hoeveelheid zal Ferroxdure toch dikwijls economisch voordeliger zijn doordat het geen schaarse elementen bevat. Bovendien schept Ferroxdure nieuwe technische mogelijkheden: door zijn grote soortelijke weerstand kan het gebruikt worden in hoogfrequent-toepassingen, bijv. in transformatoren die voorgemagnetiseerd moeten worden, in afbuigmagneten voor radarbuizen of voor het regelen van de temperatuurcoëfficient van de permeabiliteit van een Ferroxcube-kern. Zijn bijzonder grote coërcitiefkracht en de hieruit voortvloeiende grote weerstand tegen demagnetisatie openen nieuwe perspectieven voor het ontwerpen van magnetische circuits, die in een later artikel in dit tijdschrift besproken zullen worden.

Fig. 2. Twee Ferroxdure-magneten zoals zij in luidsprekercircuits toegepast worden. Let op de schijfachtige vorm van de magneten. Deze vorm is bijzonder geschikt als men te maken heeft met een materiaal met grote coërcitiefkracht en betrekkelijk kleine remanente magnetisatie. De bovenste magneet zweeft in het veld van de onderste. De buitendiameter van de ringen bedraagt 8 cm.

Behalve de bovengenoemde toepassingen moeten in het bijzonder de volgende vermeld worden:

Luidsprekercircuits (zie *fig. 2*)
Kleefmagneten
Magneten voor oliefilters
Focusseringsmagneten
Electrische generatoren en motoren (zie ook *fig. 3*)
Magneto-mechanische koppelingen.

Wij zullen op de physische basis van de verschillende eigenschappen van Ferroxdure dieper ingaan in deel II van dit artikel. Om de behandeling niet moeilijker te maken dan nodig is, zullen we slechts van de bovengenoemde oxydes $BaFe_{12}O_{19}$ en $BaFe_{18}O_{27}$ de physische eigenschappen bespreken. De kristalstructuur en de physische eigenschappen van $BaFe_{18}O_{27}$ gelijken zeer veel op die van $BaFe_{12}O_{19}$. Door ook dit tweede oxyde te beschouwen, verkrijgen we een zekere bevestiging van de getrokken conclusies.

In het eerste gedeelte van deel II zal de magnetische anisotropie worden behandeld en zullen we aantonen dat de belangrijkste bijdrage geleverd wordt door de (magnetische) kristalanisotropie, die

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Fig. 3. Staafvormige Ferroxdure-magneten, die gemagnetiseerd zijn loodrecht op een verticaal vlak en wel zodanig dat op dit vlak afwisselend noord- en zuidpolen gevormd worden. De tien polen op de linker staaf en de vijf polen op de staaf in het midden zijn met behulp van ijzervijlsel zichtbaar gemaakt. Dank zij de kleine waarde van de permeabiliteit en de grote waarde van de coërcitiefkracht is Ferroxdure bijzonder geschikt om op kleine afstand van elkaar afwisselend sterke noord- en zuidpolen aan te brengen: het is dan niet nodig een stuk Ferroxdure te gebruiken dat parallel aan de richting van de magnetisatie grote afmetingen heeft.

zeer groot is. Wij zullen laten zien dat deze grote anisotropie in combinatie met de betrekkelijk kleine remanente magnetisatie de oorzaak is van de zeer grote coërcitiefkracht van Ferroxdure. Daarna zullen de volgende punten behandeld worden: de remanente inductie, de ontmagnetiseringskromme en de waarde van $(BH)_{max}$ en ten slotte de soortelijke electrische weerstand.

In deel III van dit artikel zal dieper worden ingegaan op de kristalstructuur der twee oxydes $BaFe_{12}O_{19}$ en $BaFe_{18}O_{27}$, waarbij een nauw verband zal blijken te bestaan tussen de verzadigingsmagnetisatie en de kristalstructuur.

II. DE PHYSISCHE ACHTERGROND VAN ENIGE EIGENSCHAPPEN VAN FERROXDURE

Magnetische anisotropie

In de inleiding werd reeds vermeld, dat de magnetische anisotropie, dwz. het bestaan van voorkeursrichtingen voor de magnetisatie, van het grootste belang is voor de grootte van de coërcitiefkracht. Drie verschillende factoren dragen bij tot de magnetische anisotropie: de (magnetische) kristalanisotropie, de spanningsanisotropie en de vormanisotropie. Zoals later uiteengezet zal worden, is de kristalanisotropie bij de hier behandelde oxydes groot en gemakkelijk te meten. Wat de spanningsanisotropie betreft: in A (zie I, noot [1])) werd aangetoond dat deze binnen een klein gebiedje van de stof evenredig is met de lineaire magnetostrictieconstante in de spanningsrichting en met de in- of uitwendige spanning. In een gesinterd aggregaat van niet-kubische kristallen kunnen we grote inwendige spanningen verwachten wegens het feit dat de thermische uitzetting anisotroop is. De lineaire magnetostrictieconstante van Ferroxdure is niet nul; er is echter reden om aan te nemen dat hij klein is (niet groter dan 10^{-5}). Bovendien is het zeer moeilijk van de bijdrage der spanningsanisotropie (die overigens tamelijk groot kan zijn) tot de totale anisotropie een kwantitatieve schatting te maken. We zullen daarom de spanningsanisotropie in het vervolg verwaarlozen. Naderhand zal ook blijken dat alle verschijnselen die met de magnetische anisotropie in verband staan, op bevredigende wijze verklaard kunnen worden door alleen met de magnetische kristalanisotropie rekening te houden. Uit de lage waarde van de verzadigingsmagnetisatie valt gemakkelijk af te leiden dat de vormanisotropie klein is vergeleken met de kristalanisotropie.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

De kristalanisotropie

Voor beide bovenvermelde hexagonale oxydes werd de kristalanisotropie aan éénkristallen gemeten. Het bleek dat in beide gevallen de hexagonale as de voorkeursrichting voor de magnetisatie is. De zg. magnetokristallijne energiedichtheid, die de mate van voorkeur voor een bepaalde orientatie beschrijft, kan geschreven worden als volgt:

$$E_c = K_1 \sin^2 \Theta + K_2 \sin^4 \Theta + \ldots \quad (1)$$

E_c is de energie (per m³ [cm³]) die nodig is om de magnetisatie uit de voorkeursrichting ($\Theta = 0$) over een hoek Θ te draaien. De grootheden K_1 en K_2 zijn constanten, de zg. anisotropieconstanten. Voor ons doel is het voldoende alleen met de eerste term rekening te houden. We hebben dan slechts één anisotropieconstante, nl. K_1, die we in het vervolg zullen aanduiden met K. Verg. (1) wordt dan:

$$E_c = K \sin^2 \Theta \quad (2)$$

De anisotropieconstanten voor de twee oxydes werden als volgt gemeten. In het geval van $BaFe_{18}O_{27}$ werden door H. P. J. Wijn en Y. Haven van dit laboratorium éénkristallen uit de smelt verkregen die groot genoeg waren om er magnetiseringskrommen aan te kunnen meten zowel in de richting van de hexagonale as als in verschillende richtingen loodrecht op de as [1]). De hexagonale as bleek de enige voorkeursrichting voor de magnetisatie te zijn, daar er in het basisvlak bij kamertemperatuur geen anisotropie aangetoond kon worden. De gebruikte veldsterkten waren niet groot genoeg om het kristal in een richting loodrecht op de hexagonale as te verzadigen. Daarom werd de kristalanisotropie berekend door de magnetisatie in de richting loodrecht op de as te extrapoleren naar grotere veldsterkten en het oppervlak te meten dat tussen de magnetisatiekromme in de asrichting en die in de richting loodrecht op de as ligt. Dit gebied geeft nl. de arbeid aan die nodig is om de verzadigingsmagnetisatie van de voorkeursrichting te draaien naar de richting loodrecht op de as.

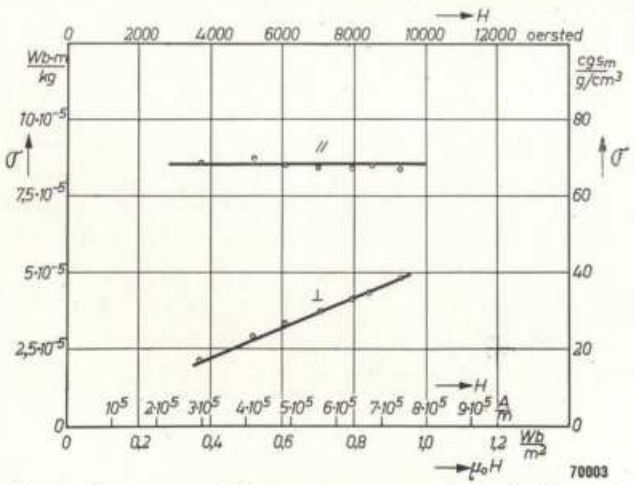


Fig. 1. Het magnetische moment per massa-eenheid, σ, als functie van een magnetiserend veld H bij kamertemperatuur, voor éénkristallen van $BaFe_{12}O_{19}$. Kromme aangeduid door // : H is evenwijdig aan de as van gemakkelijke magnetisatie. Kromme aangeduid door $\perp$: H staat loodrecht op de as van gemakkelijke magnetisatie.

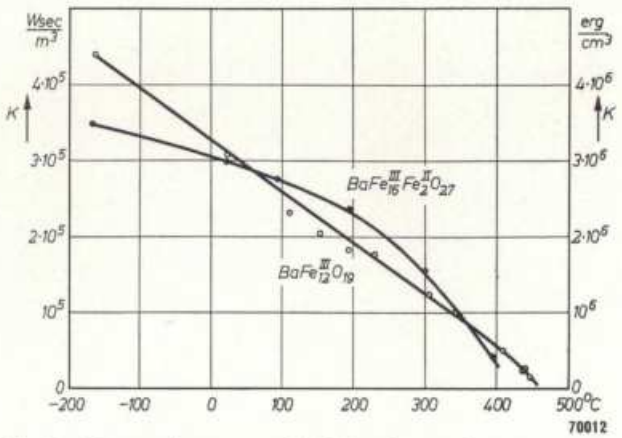


Fig. 2. Anisotropieconstante K als functie van de temperatuur.

Van $BaFe_{12}O_{19}$ waren geen éénkristallen beschikbaar met afmetingen groot genoeg om de meting van de magnetisatiekrommen mogelijk te maken, althans niet op precies gelijke wijze als bij $BaFe_{18}O_{27}$. Daarom werd hier een andere werkwijze gevolgd. Daar bij deze oxydes het basisvlak goed ontwikkeld is, konden kleine kristallen, uit polykristallijn materiaal verkregen, gemakkelijk zo op een glazen plaat worden geplakt dat de hexagonale as loodrecht op de plaat stond. Dit werd bevestigd door röntgendiffractie. Uit de metingen die aan de op deze wijze georienteerde kristalletjes werden gedaan (*fig. 1*), kon de anisotropieconstante berekend worden [2]). In *fig. 2* zijn de waarden van K voor de twee oxydes uitgezet tegen de temperatuur. In *tabel I* zijn de waarden van K van $BaFe_{12}O_{19}$ bij kamertemperatuur vergeleken met die van enige bekende ferromagnetica.

Volgens een andere meetmethode laat men een kristal torsietrillingen uitvoeren in een sterk magneetveld zo dat de voorkeursas in een vlak draait dat de richting van het magneetveld bevat. Door het veld te variëren en door te extrapoleren naar oneindig sterke velden kunnen zowel de anisotropieconstante

[1]) G. W. Rathenau en J. L. Snoek, Philips Res. Rep. 1, 239, 1945/46.

[2]) Hierbij werd aangenomen dat de anisotropie in het basisvlak evenals bij $BaFe_{18}O_{27}$ verwaarloosd kan worden. Deze onderstelling is plausibel, gezien de sterke gelijkenis van de kristalstructuren van deze twee oxydes en gezien de ervaringen met andere hexagonale kristallen als bijv. van cobalt.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

K als de verzadigingsmagnetisatie uit de trillingstijd berekend worden. De uitkomsten van deze proeven zijn bij benadering in overeenstemming met die in fig. 2 [3]).

Tabel I. De waarde van K bij kamertemperatuur voor verschillende materialen [4]).

Materiaal	K J/m³	K [erg/cm³]
$BaFe_{12}O_{19}$	$3 \cdot 10^5$	$[3 \cdot 10^6]$
Fe	$0{,}15 \cdot 10^5$	$[0{,}15 \cdot 10^6]$
Co	$4 \cdot 10^5$	$[4 \cdot 10^6]$

Coërcitiefkracht

In het algemene geval van een massief ferromagneticum wordt de coërcitiefkracht op ingewikkelde wijze door vele factoren bepaald. Aangezien Ferroxdure een gesinterd materiaal is dat uit willekeurig georienteerde kleine kristallen bestaat, die een uitzonderlijk sterke kristalanisotropie hebben, kunnen we een iets eenvoudiger situatie verwachten [5]). Ter vereenvoudiging van de redenering zullen we om te beginnen enige tamelijk ruwe onderstellingen maken omtrent het ontmagnetiseringsproces. Op deze basis zullen we de coërcitiefkracht bepalen. Na een vergelijking met het experiment zullen we ons model verbeteren om betere overeenstemming met de werkelijkheid te verkrijgen. Men zal zien dat de waarde van de coërcitiefkracht, zoals die verkregen wordt met behulp van de eerste onderstellingen, een grenswaarde is, waarboven de coërcitiefkracht op generlei wijze kan stijgen.

Men beschouwe een ferromagnetisch éénkristal dat in zijn voorkeursrichting verzadigd is. We nemen nu aan dat veranderingen in magnetisatie alleen teweeggebracht worden door draaiprocessen, dwz. draaiing van de magnetisatie uit de voorkeursrichting. We vragen ons af hoe sterk het veld, $-H$, in de richting tegengesteld aan die van de magnetisatie moet zijn om de magnetisatie over een hoek van 180° te draaien. Als de magnetisatie over een hoek Θ uit zijn voorkeursrichting gedraaid wordt, is de totale energiedichtheid:

$$E_t = K \sin^2 \Theta - HJ_s \cos \Theta .$$

De evenwichtshoek Θ_e voor een bepaald veld H wordt gevonden door het minimum van E_t te bepalen ten opzichte van Θ:

$$\partial E_t / \partial \Theta = 0 ;$$
$$2K \sin \Theta \cos \Theta + HJ_s \sin \Theta = 0 .$$

Deze vergelijking heeft twee oplossingen. Slechts één daarvan, nl. $\sin \Theta_e = 0$, komt overeen met een stabiel evenwicht. De andere,

$$\cos \Theta_e = -HJ_s/2K,$$

beschrijft niet een stabiel evenwicht. Uit deze formule is te zien dat de absolute waarde van de veldsterkte die nodig is om de magnetisatie uit de eerste stabiele positie $\Theta_e = 0$ over een zeer kleine hoek Θ te draaien ($\cos \Theta \approx 1$), $2K/J_s$ bedraagt. Deze veldsterkte neemt af naarmate de hoek waarover de magnetisatie gedraaid wordt toeneemt. Dus als men een veld van de sterkte $2K/J_s$ aanlegt, springt de magnetisatie discontinu in de richting van het veld. De veldsterkte $H = 2K/J_s$ wordt de „omklap"-veldsterkte genoemd.

Om het verband tussen deze omklapveldsterkte en de coërcitiefkracht van een in de practijk verkregen monster van $BaFe_{12}O_{19}$ te vinden — tot dit oxyde zullen we ons hier beperken —, moet men rekening houden met het feit dat zulk een monster uit vele deeltjes bestaat, welker voorkeursrichtingen willekeurig georienteerd zijn. Men kan aantonen dat de coërcitiefkracht in dit geval ongeveer K/J_s bedraagt. In *fig. 3* is de grootheid

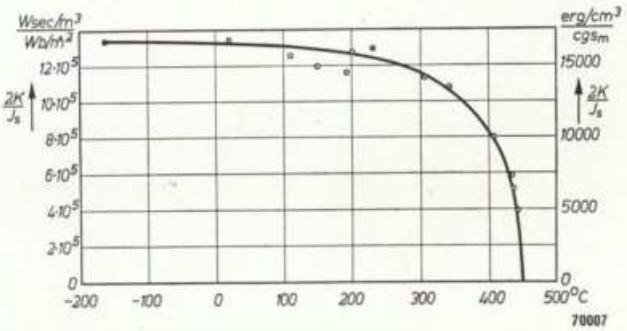


Fig. 3. De grootheid $2K/J_s$ (omklapveldsterkte) voor $BaFe_{12}O_{19}$ als functie van de temperatuur.

$2K/J_s$ voor $BaFe_{12}O_{19}$ uitgezet tegen de temperatuur. Men ziet, dat tot een temperatuur van 250 °C de coërcitiefkracht, zoals die geschat is op grond van de onderstelling dat alleen draaiprocessen optreden, in de buurt ligt van $\mu_0 H = 0{,}75$ Wb/m² [$H = 7500$ Oe]. De experimenteel gevonden coërcitiefkracht, hoewel hij zeer groot is, ligt tamelijk ver beneden deze waarde. Ons model is dus te eenvoudig geweest en we zullen het moeten wijzigen.

De oorzaak waardoor onze berekeningen niet kloppen met het experiment is deze, dat we geen

[3]) Deze metingen werden verricht door J. Smit van dit laboratorium.

[4]) Voor ijzer, dat een kubische magnetische anisotropie heeft, kan verg. (1) niet toegepast worden. De grootheid K voor ijzer, zoals gegeven in tabel I, duidt het verschil in magnetische energie bij verzadiging in de [100]- resp. de [111]-richting aan.

[5]) De aandacht moet gevestigd worden op het feit dat het materiaal in zijn geheel isotroop is en dat alleen de kleine kristallen waaruit het geheel is opgebouwd, anisotroop zijn.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

rekening hebben gehouden met de mogelijkheid dat er Bloch-wanden kunnen ontstaan, die een ferromagnetisch deeltje in verschillende gebiedjes van Weiss verdelen, en dat deze wanden kunnen bewegen. De stabiliteit van een Bloch-wand binnen een ferromagnetisch deeltje met één voorkeursrichting voor de magnetisatie hangt van verschillende factoren af [6]). Stel dat een dergelijk deeltje tot de verzadiging gemagnetiseerd is. De aan het oppervlak van het deeltje ontstane polen veroorzaken dan een ontmagnetiserend veld. Door de vorming van een Bloch-wand kan nu de demagnetisatie-energie verminderd worden met een bedrag dat evenredig is met een demagnetisatiefactor — die van de vorm van het deeltje afhangt —, met het kwadraat van de magnetisatie en met het volume van het deeltje. Als bovendien nog een uitwendig veld wordt aangebracht, en wel tegengesteld aan de richting waarin het deeltje verzadigd was, dan zal door de vorming van een Bloch-wand de energie nog meer verlaagd worden, met een bedrag dat evenredig is met de magnetisatie, met de veldsterkte van het uitwendig veld en met het volume van het deeltje. De energie die opgebracht moet worden om de Bloch-wand te doen ontstaan, is evenredig met de oppervlakte van de wand en bestaat uit twee bijdragen: één is afkomstig van de „effectieve exchange- of plaatsruil-energie" [7]) (o.a. bepaald door $kT_cJ_s^2/J_0^2$, waarbij k de constante van Boltzmann, T_c de Curie-temperatuur en J_0 de verzadigingsmagnetisatie bij een temperatuur van 0 °K is). Deze bijdrage ontstaat doordat de magnetische momentjes binnen de wand niet evenwijdig aan elkaar staan. De tweede bijdrage ontstaat doordat binnen de wand de magnetische momenten niet evenwijdig staan aan de voorkeursrichting voor de magnetisatie.

Als voorwaarde voor het ontstaan van een Bloch-wand in een bolvormig ferromagnetisch deeltje met diameter d_0 kan men bij afwezigheid van een uitwendig magnetisch veld de volgende vergelijking opschrijven [6]):

$$\tfrac{1}{4}\cdot\tfrac{1}{3}\cdot\frac{J_s^2}{\mu_0}\cdot\frac{4\pi}{3}\cdot\frac{d_0^3}{8}=\frac{\pi d_0^2}{4}\sigma_w$$

$$\left[\tfrac{1}{4}\cdot\left(\frac{4\pi}{3}\right)^2\cdot\frac{d_0^3}{8}J_s^2=\frac{\pi d_0^2}{4}\sigma_w\right].$$

Hieruit volgt voor de diameter die een deeltje minstens moet hebben opdat daarin zonder aanwezigheid van een uitwendig veld een wand kan ontstaan:

$$d_0=\frac{18\sigma_w\mu_0}{J_s^2}\qquad\left[d_0=\frac{9\sigma_w}{2\pi J_s^2}\right].$$

Als we de wandenergie per eenheid van oppervlakte, σ_w, in bekende grootheden uitdrukken [8]), vinden we:

$$d_0=36\pi\mu_0\frac{\sqrt{K}}{J_s}\sqrt{\frac{kT_c}{aJ_0^2}}\qquad\left[d_0=\frac{9\sqrt{K}}{J_s}\sqrt{\frac{kT_c}{aJ_0^2}}\right].\quad(3)$$

Hierin hebben K, J_0, T_c en k de eerder aangegeven betekenis en is a de gemiddelde afstand tussen naburige ionen op equivalente roosterplaatsen (zie deel III).

Tabel II. De kritische diameter d_0 voor wandvorming in geïsoleerde bolvormige deeltjes en de omklapveldsterkte $2K/J_s$.

Materiaal	d_0 microns	$2\mu_0K/J_s$ Wb/m²	$[2K/J_s]$ [Oe]
$BaFe_{12}O_{19}$	1,3	1,66	[16 600]
Fe	0,028	0,018	[180]
Co	0,24	0,56	[5 600]

In *tabel II* is te zien dat de kritische diameter d_0 voor geïsoleerde deeltjes van $BaFe_{12}O_{19}$ bij kamertemperatuur groot is vergeleken met de kritische diameter voor ijzer en cobalt. In deze tabel is ook de waarde van de omklapveldsterkte $2K/J_s$ voor deze drie materialen gegeven [9]).

In de uitdrukking (3) voor d_0 is slechts de factor $\sqrt{K}/J_s$ van de temperatuur afhankelijk. Uit *fig. 4*,

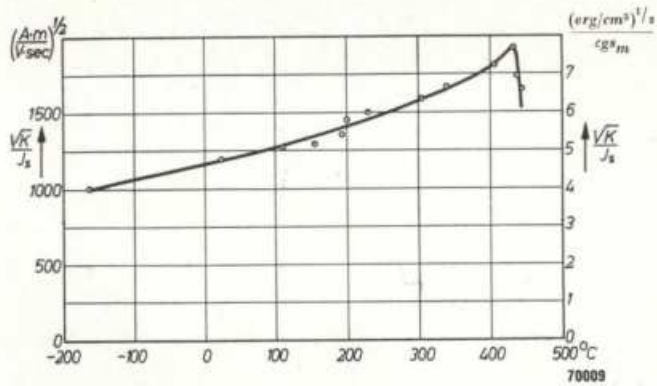


Fig. 4. De grootheid $\sqrt{K}/J_s$ voor $BaFe_{12}O_{19}$ als functie van de temperatuur.

[6]) C. Kittel, Rev. Mod. Phys. **21**, 541, 1949.

[7]) De „effectieve plaatsruil-energie" beschrijft formeel de voorkeur van magnetische momenten van één deelrooster voor een parallelle oriëntatie. Deze voorkeur vindt zijn oorsprong in de in feite aanwezige negatieve „super-exchange" wisselwerking tussen magnetische momenten van verschillende deelroosters (zie deel III).

[8]) De uitdrukking die in het in noot [6]) aangehaalde artikel voor σ_w is gegeven, is gewijzigd doordat in de door ons gebruikte uitdrukking in aanmerking is genomen dat de plaatsruil-energie via een factor J_s^2/J_0^2 van de temperatuur afhangt.

[9]) De vergelijking met ijzer is slechts van kwalitatieve waarde, doordat de vergelijkingen (1) en (2) strikt genomen niet op het geval van ijzer van toepassing zijn. Dit komt doordat ijzer een kubische magnetische anisotropie heeft (zie ook noot [4])).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

waarin deze grootheid voor $BaFe_{12}O_{19}$ als functie van de temperatuur is uitgezet, volgt, dat de kritische diameter voor $BaFe_{12}O_{19}$ tot dicht bij het Curie-punt met de temperatuur toeneemt. Dit gedrag wijkt af van dat van de meeste traditionele materialen; hiervoor neemt $\sqrt{K}/J_s$ nl. met stijgende temperatuur af. De toeneming van d_0 met stijgende temperatuur brengt met zich mee dat bij een bepaalde veldsterkte het aantal Bloch-wanden in een aggregaat van kristallen van $BaFe_{12}O_{19}$ zal afnemen als de temperatuur stijgt. In het bijzonder zullen wij zien dat bij hogere temperatuur juist die wanden verdwijnen die het gemakkelijkst door een uitwendig veld verschoven kunnen worden. De bewegelijkheid van een bepaalde Bloch-wand in een kristal wordt voor een groot gedeelte bepaald door niet-magnetische verontreinigingen en door fluctuaties van de inwendige spanningen. Deze verhinderen de vrije beweging van de Bloch-wand doordat zij potentiaalbarrières vormen, die door de wand gepasseerd moeten worden als hij door het hele kristal wil bewegen. Die wanden die het moeilijkst beweegbaar zijn zitten in de diepste potentiaalminima, dwz. zij hebben de kleinste wandenergie en zijn het moeilijkst uit het kristal te verwijderen.

Men kan verder aantonen dat de bewegelijkheid van een wand in een gegeven uitwendig veld (als men spanningsvariaties in het kristal verwaarloost) van de temperatuur afhangt via een factor $K^{-1/2}$. De bewegelijkheid van een bepaalde wand neemt dus toe met toenemende temperatuur.

Uiteraard is het niet geheel juist Ferroxdure te beschouwen als te zijn samengesteld uit bolletjes die van elkaar geïsoleerd zijn. Maar de fout die we maken door van deze onderstelling uit te gaan, zal niet al te groot zijn, o.a. omdat Ferroxdure een gesinterd materiaal is waarvan de dichtheid ongeveer 10% ligt beneden de maximale bereikbare waarde (de „röntgendichtheid", die nl. door röntgendiffractie gevonden wordt).

Wij geloven dan ook, dat de combinatie van de twee effecten: vermindering van het aantal wanden en vergroting van de bewegelijkheid van een bepaalde wand bij toeneming van de temperatuur, verantwoordelijk is voor het maximum in de curve waarin de J-coërcitiefkracht $_JH_c$ is uitgezet tegen de temperatuur (zie *fig. 5*).

We willen nog eens terugkomen op de kritische diameter d_0, beneden welke zonder uitwendig veld geen wand gevormd wordt en beneden welke de coërcitiefkracht dus vrij groot moet zijn. We zagen in tabel II dat een ruwe berekening voor d_0 een waarde oplevert van de orde van 1 micron. Men zou dus verwachten dat een monster bestaande uit deeltjes van ongeveer die grootte een grote coërcitiefkracht zou moeten hebben. Dit is inderdaad ook experimenteel gevonden. Men heeft nl. een monster van polykristallijn Ferroxdure dat bij

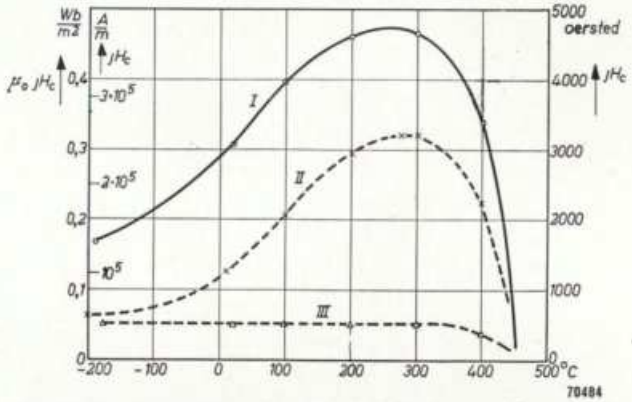


Fig. 5. De coërcitiefkracht $_JH_c$ als functie van de temperatuur. De getrokken lijn geldt voor gesinterd $BaFe_{12}O_{19}$ bestaande uit zeer kleine deeltjes, de gestippelde lijnen voor materiaal bestaande uit grotere deeltjes. In het laatstgenoemde geval zijn de werkelijke waarden van de coërcitiefkracht tien maal kleiner dan op de schaal wordt afgelezen. De onderste curve werd gevonden bij een monster van Ferroxdure dat uit zeer grote korrels bestond (de grootste kristallieten hadden een diameter van enkele millimeters).

benadering de samenstelling $BaFe_{12}O_{19}$ had en dat uit grote kristallen bestond, tot verschillende deeltjesgrootten gemalen. Het bleek dat de coërcitiefkracht als functie van de deeltjesgrootte sterk toenam zodra de deeltjesdiameter van de orde van een micron

Tabel III. Coërcitiefkracht van Ferroxdure met verschillende korrelgrootte.

	$\mu_0\,_JH_c$ Wb/m²	$[_JH_c]$ [Oe]
polykristallijn monster; kristalgrootte > 300 μ	0,0050	[50]
gemalen monster; deeltjesgrootte ca. 100 μ	0,0075	[75]
gemalen monster; deeltjesgrootte ca. 3 μ	0,1240	[1240]

werd (zie *tabel III*). In overeenstemming hiermee bereikt men bij gesinterd Ferroxdure dan ook de grootste coërcitiefkracht als men het materiaal zo stookt dat de vorming van grote kristallen zo veel mogelijk wordt verhinderd.

Remanentie

De remanente magnetisatie van een hard magnetisch materiaal dat uit willekeurig georienteerde kristallen met éénassige magnetische anisotropie bestaat, zou de helft van de verzadigingsmagnetisatie moeten bedragen. Dit bleek inderdaad het geval te zijn voor gesinterd Ferroxdure van ongeveer de samenstelling $BaFe_{12}O_{19}$, zoals men in *fig. 6* kan zien.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

De waarde van de remanente inductie,

$$B_r = J_r = \varrho\sigma_r \quad [B_r = 4\pi J_r = 4\pi\varrho\sigma_r],$$

hangt af van de schijnbare dichtheid (ϱ) van het materiaal. (In deze formule stelt σ_r de verzadigingswaarde voor van het magnetisch moment per massa-eenheid in Wb m/kg [gauss cm³/gram]; deze is dus onafhankelijk van de dichtheid.) De röntgendichtheid van het materiaal [10]) bedraagt 5300 kg/m³ [5,3 g/cm³] en de hoogste verzadigingsmagnetisatie zou bereikt worden met materiaal dat deze maximale dichtheid zou hebben. Deze dichtheid kan echter niet verkregen worden zonder dat de kristallen belangrijk groter worden dan een micron,

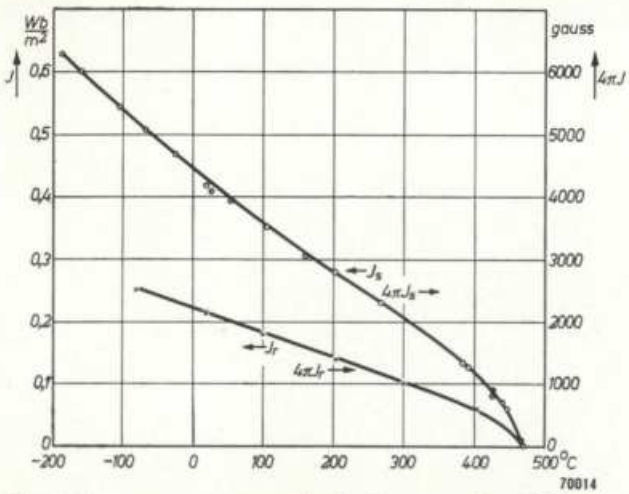


Fig. 6. De remanente magnetisatie J_r van gesinterd Ferroxdure van ongeveer de samenstelling $BaFe_{12}O_{19}$ en de verzadigingsmagnetisatie J_s van $BaFe_{12}O_{19}$ van ongeveer dezelfde dichtheid, als functie van de temperatuur. Let op het feit dat goed voldaan is aan de relatie $J_r = \frac{1}{2}J_s$.

zodat een grote remanente inductie slechts bereikbaar is als men met een kleinere coërcitiefkracht genoegen wil nemen en omgekeerd. Daarom zoekt men een compromis en zorgt dat de dichtheid kleiner blijft dan 5300 kg/m³ [5,3 g/cm³]. Dank zij de zeer grote coërcitiefkracht bij hoge temperaturen, dwz. de sterke weerstand tegen demagnetisatie, keert de remanente magnetisatie van een staaf Ferroxdure na verhitting tot temperaturen in de buurt van 400 °C terug tot zijn oorspronkelijke waarde, indien ten minste het demagnetiserende veld niet te groot is. *Fig. 7* geeft voor een staaf met demagnetisatiefactor $N = 0{,}008$ [$N' = 0{,}1$] de remanente inductie weer die bij kamertemperatuur gemeten werd nadat de staaf eerst bij kamertemperatuur gemagnetiseerd was, toen tel-

[10]) Berekend door het gewicht van de elementaire cel door zijn volume te delen, $(2W_m/N_A)/\frac{1}{2}\,ca^2\sqrt{3}$, waarin c de celafmeting in de richting van de c-as en a die in de richting van de a-as voorstelt, W_m het moleculairgewicht en N_A het getal van Avogadro.

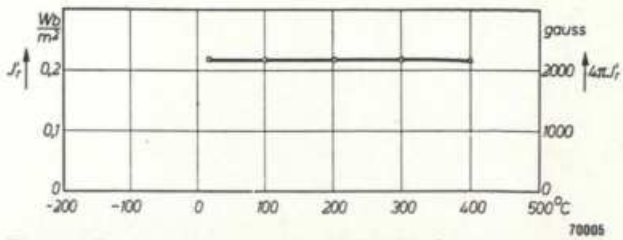


Fig. 7. De remanente magnetisatie bij kamertemperatuur J_r' van een monster van Ferroxdure dat, uitgaande van kamertemperatuur, verhit werd tot de op de abscis uitgezette temperatuur en daarna weer op kamertemperatuur gebracht.

kens tot een andere, op de abscis uitgezette temperatuur verhit, en weer afgekoeld tot kamertemperatuur. Gedurende deze behandeling was er geen magnetisch veld aanwezig behalve het eigen demagnetiserende veld van de staaf. De remanente inductie kan dus reversibel met een factor 4 worden veranderd (zie fig. 6 en 7) door de temperatuur tussen 20 °C en 400 °C te variëren. Dit effect kan gebruikt worden in toestellen voor temperatuurmeting en -regeling.

Ontmagnetiseringskromme en waarde van $(BH)_{max}$

Fig. 8 stelt de B-H-kromme voor van een materiaal met tamelijk grote waarden van de coërcitiefkrachten ${}_JH_c$ en ${}_BH_c$. In *fig. 9* is de remanente inductie uitgezet als functie van een ontmagnetiserend veld dat aangelegd en afgezet is vóór de meting. Men ziet, dat ontmagnetiserende velden tot een waarde van $\mu_0 H = 0{,}16$ Wb/m² [$H = 1600$ oersted] nodig zijn om de remanente inductie tot nul te reduceren.

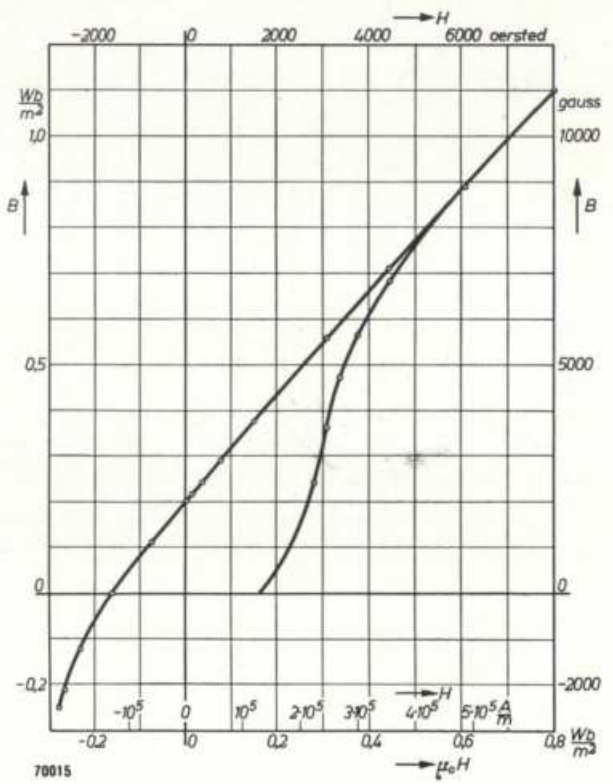


Fig. 8. Magnetisatiekromme (B-H-kromme) voor een monster van Ferroxdure.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

de remanentie niet meer dan 1% verkleinen. Ferroxdure magneten kunnen dus gemagnetiseerd worden buiten het magnetisch circuit waarin zij gebruikt moeten worden, ondanks het feit dat zij aldus blootgesteld zijn aan sterkere ontmagnetiserende velden dan in het circuit.

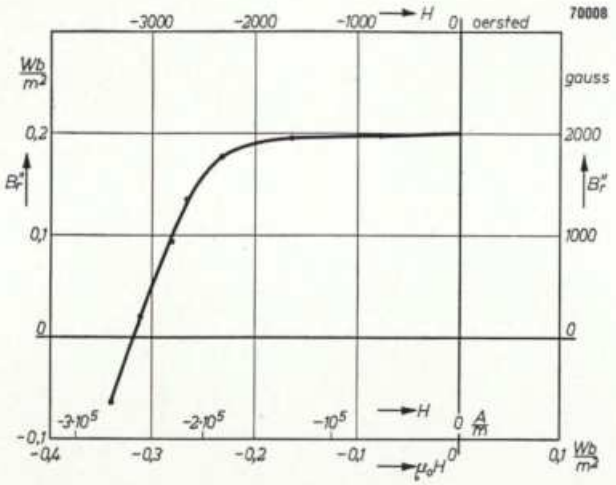


Fig. 9. De inductie B_r'' bij veld nul van een monster Ferroxdure dat uitgaande van de remanentie gedurende enige tijd onderworpen is geweest aan een ontmagnetiserend veld H.

De waarden van $(BH)_{max}$ voor Ferroxdure liggen tussen 6400 en 7200 J/m³ [$0{,}8 \cdot 10^6$ - $0{,}9 \cdot 10^6$ gauss oersted]. Deze waarden zijn niet groot in vergelijking met bijv. die voor „Ticonal" G, met $(BH)_{max}$ tot 45 800 J/m³ [$5{,}7 \cdot 10^6$ gauss oersted]. Zoals echter reeds in deel I vermeld werd, mag men de waarde van $(BH)_{max}$ niet zonder enig voorbehoud als maatstaf nemen voor het volume van magnetisch materiaal dat nodig is om in een luchtspleet van bepaald volume een veld van bepaalde sterkte op te wekken. Dit komt door het feit dat het ontmagnetiserende veld (en dus ook het strooiveld) dat door een luchtspleet veroorzaakt wordt, van de magnetische permeabiliteit van het materiaal afhangt: hoe groter de permeabiliteit, hoe groter het ontmagnetiserende veld. Daar de (relatieve) permeabiliteit van Ferroxdure slechts ongeveer 1 bedraagt, maar die van Ticonal ongeveer 4, valt een vergelijking tussen Ferroxdure en Ticonal beter uit dan op het eerste gezicht lijkt uit de vergelijking van de $(BH)_{max}$-waarden. Het punt van de B-H-kromme in fig. 8 waarin $B \cdot H$ maximaal is ($(BH)_{max} = 6650$ J/m³ [$0{,}83 \cdot 10^6$ gauss oersted]) heeft als coördinaten $B =$ 0,0925 Wb/m² [925 gauss], $\mu_0 H = -0{,}09$ Wb/m² [$H = -900$ Oe].

Dank zij de tamelijk lage remanente inductie en de zeer grote coërcitiefkracht van Ferroxdure zal een ontwerp voor een magnetisch circuit met gebruik van dit materiaal geheel verschillend zijn van circuits met de traditionele materialen. In een Ferroxdure-circuit moet de permanente magneet schijfvormig zijn (zie fig. 2 van deel I), terwijl bij circuits met de tot nu toe gebruikelijke materialen de magneet gewoonlijk meer staafvormig moet zijn.

Voor bepaalde luidsprekercircuits bleek dit geen nadeel op te leveren, daar de luidsprekerconus zelf een zekere laterale afmeting heeft.

Soortelijke electrische weerstand

De uitkomsten van de metingen van de soortelijke electrische weerstand van Ferroxdure als functie van de temperatuur zijn weergegeven in *fig. 10* [11]). De soortelijke electrische weerstand van Ferroxdure blijkt zeer groot te zijn, en wel groter dan 10^6 Ωm [10^8 Ωcm] bij kamertemperatuur. Dit kan men begrijpen uit het feit dat $BaFe_{12}O_{19}$ alleen driewaardige ijzerionen bevat [12]).

Ferroxdure zal dus een zeer bruikbaar materiaal zijn voor hoogfrequent-toepassingen, vooral in combinatie met Ferroxcube, in gevallen, waar het gewenst is dit materiaal aan een polariserend veld te onderwerpen. Een van de toepassingen van een

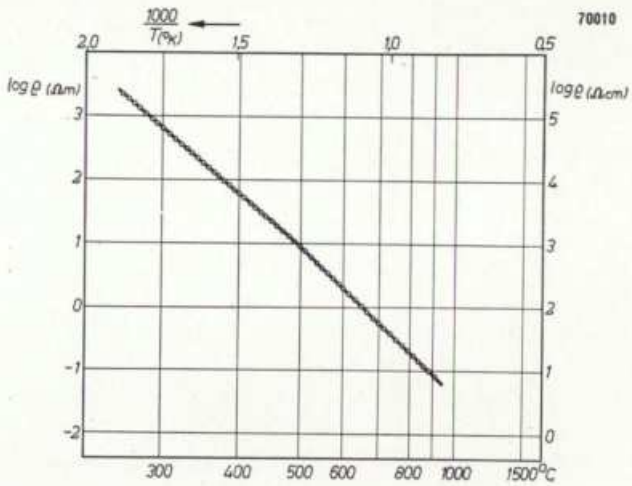


Fig. 10. De soortelijke electrische weerstand ϱ voor Ferroxdure van ongeveer de samenstelling $BaFe_{12}O_{19}$ als functie van de temperatuur T(°K). Uitgezet is log ϱ tegen $1000/T$.

polariserend veld is, dat hierdoor een kleine of zelfs negatieve temperatuurcoëfficient van de permeabiliteit kan worden verkregen (zie A en ook het artikel aangehaald in noot [2]) van deel I).

De verbinding $BaFe_{18}O_{27}$, waarin zich zowel ferri- als ferro-ionen bevinden, heeft een veel kleinere soortelijke electrische weerstand dan $BaFe_{12}O_{19}$.

In *tabel IV* vindt men een overzicht van de eigenschappen van Ferroxdure.

---

[11]) De metingen zijn verricht door J. Smit van dit laboratorium.

[12]) J. H. de Boer en E. J. W. Verwey, Proc. Phys. Soc. **49**, extra part, 59, 1937.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Tabel IV. Enige globale gegevens over Ferroxdure bij kamertemperatuur. De samenstelling van de essentiële phase is $BaFe_{12}O_{19}$. Aangezien Ferroxdure een gesinterd keramisch materiaal is, is het bros en kan het door slijpen bewerkt worden.

Soortelijke electrische weerstand	$> 10^6$ Ωm [10^8 Ωcm]
Verzadigingswaarde van het magnetische moment per massa-eenheid	$8{,}75 \cdot 10^{-5}$ Wb m/kg [70 gauss cm³/g]
Dichtheid { röntgenwaarde	5300 kg/m³ [5,3 g/cm³]
Dichtheid { macroscopische waarde	ca. 4800 kg/m³ [ca. 4,8 g/cm³]
Remanente inductie	ca. 0,205 Wb/m² [ca. 2050 gauss]
J-coërcitiefkracht $\mu_0 {}_JH_c$ [$_JH_c$]	ca. 0,24 Wb/m² [ca. 2400 Oe]
B-coërcitiefkracht $\mu_0 {}_BH_c$ [$_BH_c$]	ca. 0,145 Wb/m² [ca. 1450 Oe]
$(BH)_{max}$	ca. 6800 J/m³ [ca. $0{,}85 \cdot 10^6$ gauss Oe]
Werkpunt	B = ca. 0,1 Wb/m² [B = ca. 1000 gauss] $\mu_0 H$ = ca. −0,085 Wb/m² [H = ca. −850 Oe]
Temperatuurcoëfficient van de remanente inductie	− 0,2 % per °C
Temperatuurcoëfficient van de inductie in het werkpunt	ca. −0,15 % per °C
Curie-temperatuur	450 °C

III. VERZADIGINGSMAGNETISATIE EN KRISTALSTRUCTUUR

Algemene beschouwing

De verzadigingsmagnetisatie is van groot belang, zowel van een practisch als van een fundamenteel standpunt. Er is reeds gezegd, dat een belangrijke grootheid als de remanente magnetisatie in nauw verband staat met de verzadigingsmagnetisatie. Wat de theoretische kant betreft, kan men door de verzadigingsmagnetisatie te bestuderen een inzicht krijgen in het mechanisme dat verantwoordelijk is voor het magnetische gedrag van de beschouwde oxydes. Het zal blijken dat dit mechanisme volkomen analoog is aan dat waardoor het magnetische gedrag van de in A behandelde Ferroxcube-materialen moet worden verklaard (niet-gecompenseerd antiferromagnetisme). Daarom zullen we beginnen met enige feiten omtrent Ferroxcube-materialen in herinnering te brengen.

Ferroxcube-materialen zijn ferromagnetische oxydes die chemisch tot de groep der kubische ferrieten behoren. De kristalstructuur hiervan is de zg. spinelstructuur. In deze structuur zijn voor de metaalionen twee niet-equivalente kristallografische plaatsen beschikbaar, de zg. octaëder- en tetraëderplaatsen, die het octaëder- resp. tetraëder-deelrooster vormen. De wisselwerking tussen twee magnetische ionen hangt af van het soort plaatsen dat zij bezetten. Dus zelfs al beschouwt men een ferriet met slechts één soort magnetische ionen die over beide deelroosters verdeeld zijn, dan moet men reeds drie verschillende wisselwerkingen onderscheiden. We zullen deze kortweg tetraëder-tetraëder-, tetraëder-octaëder- en octaëder-octaëder-wisselwerking noemen en bedoelen dan de wisselwerking tussen een magnetisch moment op een tetraëderplaats en een ander magnetisch moment op een tetraëderplaats, enz.

Néel was de eerste die op het belang van deze drie wisselwerkingen wees, en hij generaliseerde de bestaande „moleculaire-veld"-theorie van het ferromagnetisme voor het geval van deze verschillende wisselwerkingen [1]). Uit de experimentele gegevens omtrent de waarden van de verzadigingsmagnetisatie bij een temperatuur van 0 °K [2]) en de temperatuurafhankelijkheid van de paramagnetische susceptibiliteit boven het Curie-punt $\chi = J/\mu_0 H = \mu_r - 1$ [$\chi = J/H = (\mu - 1)/4\pi$] trok Néel de volgende conclusies. Er bestaat bij magnetische momenten op naburige niet-gelijkwaardige plaatsen een sterke tendentie tot een antiparallelle orientatie. Ook magnetische momenten op naburige gelijkwaardige plaatsen vertonen voorkeur voor een antiparallelle orientatie, maar in veel mindere mate. (We spreken in het vervolg van een sterke resp. zwakke negatieve wisselwerking.) Om de waarde van de verzadigingsmagnetisatie globaal te verklaren in het eenvoudigste geval, nl. voor de enkelvoudige ferrieten, is het voldoende om uitsluitend rekening te houden met de sterke negatieve tetraëder-octaëder-wisselwerking. In dit geval krijgen we voor de waarde van het verzadigingsmoment M_s (uitgedrukt in Bohr-magnetonen per molecuul)

[1]) L. Néel, Ann. Physique **3**, 137, 1948.
[2]) In dit deel bedoelen we met verzadigingsmagnetisatie altijd de verzadigingsmagnetisatie bij 0 °K.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

de formule: $M_s = (M_s)_{tetr} - (M_s)_{oct}$, waarin $(M_s)_{tetr}$ en $(M_s)_{oct}$ de som van alle magnetische momenten in een „molecuul" resp. op tetraëderplaatsen en op octaëderplaatsen voorstellen. Hieruit kan de verzadigingswaarde van het magnetische moment per massa-eenheid in Wb m/kg [gauss cm³/gram], σ_0, gevonden worden met behulp van de formule:

$$\sigma_0 = \mu_0 \frac{M_s \mu_B N_A}{W_m} \quad \left[\sigma_0 = \frac{M_s \mu_B N_A'}{W_m}\right], \quad . \quad (1)$$

waarin N_A het getal van Avogadro voorstelt, μ_B de waarde van het Bohr-magneton, nl. $9{,}27 \cdot 10^{-24}$ Am² [$9{,}27 \cdot 10^{-21}$ erg/gauss] en W_m het moleculairgewicht [3]).

We zien uit het voorgaande dat Néel's theorie in zoverre een formeel karakter heeft, dat hij het bestaan van wisselwerkingen tussen de magnetische momenten op verschillende roosterplaatsen onderstelt en dan het teken en de grootte van die wisselwerkingen zó bepaalt dat overeenstemming met de experimenten wordt bereikt. Het bestaan van deze wisselwerkingen is echter niet op min of meer „elementaire" wijze te begrijpen, daar zij fundamenteel moeten verschillen van de (positieve) wisselwerking tussen de magnetische momenten in een ferromagnetisch metaal. Zoals bekend is, is de wisselwerking in deze metalen, de zg. exchange- of plaatsruil-wisselwerking, slechts werkzaam op korte afstand, dwz. hij is te verwaarlozen voor magnetische momenten die zich niet op naburige roosterplaatsen bevinden. In de ferrieten met spinelstructuur zijn echter de magnetische ionen altijd min of meer van elkaar gescheiden door grote zuurstofionen en liggen dus veel te ver van elkaar om een belangrijke directe plaatsruil-wisselwerking mogelijk te kunnen maken. Bovendien wordt de plaatsruil-wisselwerking ook nog verhinderd doordat de zuurstofionen de metaalionen van elkaar afschermen. Néel wees er reeds op, dat een door Kramers [4]) voorgesteld, tamelijk ingewikkeld mechanisme verantwoordelijk zou kunnen zijn voor de bovengenoemde wisselwerkingen tussen twee magnetische ionen die door een niet-magnetisch anion gescheiden zijn. In dit mechanisme, de zg. super-exchange, spelen de anionen een essentiële rol. Een meer kwantitatieve theorie, die op deze ideeën gebaseerd is, werd gegeven door Anderson [5]). Anderson's theorie verklaart het negatieve teken van de wisselwerking. Hij toont aan, dat bij bepaalde afstanden tussen het anion O en het eerste magnetische ion $Me^{(1)}$ en tussen het anion en het tweede magnetische ion $Me^{(2)}$ de wisselwerking groter is naarmate de hoek $Me^{(1)}$-O-$Me^{(2)}$ dichter tot 180° nadert. De wisselwerking zal het kleinst zijn als de hoek $Me^{(1)}$-O-$Me^{(2)}$ 90° is. Wat betreft de kwestie hoe de super-exchange-wisselwerking van de afstanden $Me^{(1)}$-O-$Me^{(2)}$ afhangt, kan men zeker zeggen dat hij snel afneemt bij groter wordende afstand. Als we met de afhankelijkheid van de afstand rekening houden door die wisselwerkingen tussen magnetische ionen waarbij Me-O-afstanden groter dan 3 Å voorkomen eenvoudig te verwaarlozen, kunnen we uit de gegeven hoek en afstanden de sterkte van de wisselwerking tussen twee magnetische ionen schatten. Zo hebben we een nuttige vuistregel gekregen.

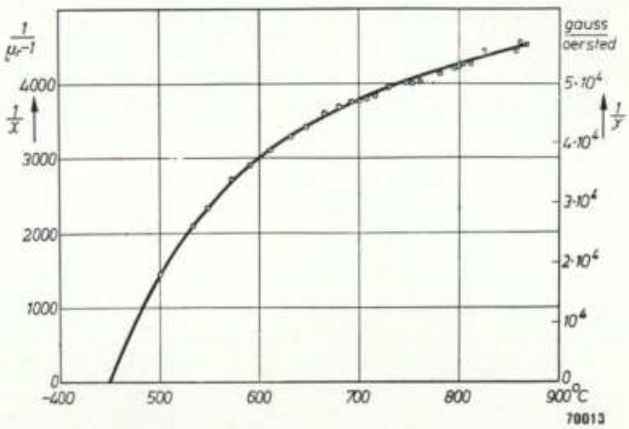


Fig. 1. De reciproke waarde van de paramagnetische susceptibiliteit van $BaFe_{12}O_{19}$, $1/\chi$, als functie van de temperatuur. Let op het feit dat in een normaal ferromagneticum deze kromme volgens de wet van Curie-Weiss boven het Curie-punt ($1/\chi = 0$) een rechte lijn zou moeten zijn. Als men in het Curie-punt de raaklijn aan de kromme zou trekken, dan zou men zien dat $1/\chi$ kleiner is en χ dus groter dan wanneer de wet van Curie-Weiss zou gelden. Dit kan aannemelijk gemaakt worden door te onderstellen dat bij het Curie-punt alleen de zwakste wisselwerkingen het van de desorienterende warmtebeweging verliezen terwijl de sterkere wisselwerkingen een plaatselijke ordening van magnetische momenten zouden veroorzaken die pas bij nog hogere temperaturen verbroken zou kunnen worden. Bij toeneming van de temperatuur zou dan dus het aantal „vrije "magnetische momenten toenemen. Door deze toeneming van het aantal „vrije" momenten zou de susceptibiliteit boven het Curie-punt langzamer afnemen bij stijgende temperatuur dan het geval is in een gewoon ferromagneticum.

We kunnen hiermee het feit verklaren dat speciaal de wisselwerking van magnetische momenten op verschillende soorten roosterplaatsen in de ferrieten een grote rol speelt. De hoek Me_{tetr}-O-Me_{oct}

[3]) $N_A = 6{,}025 \cdot 10^{26}$ moleculen per kgmolecuul ($N_A' = 6{,}025 \cdot 10^{23}$ moleculen per grammolecuul). De factor μ_0 kunnen we ook weglaten; in dat geval is σ_0 in A m²/kg uitgedrukt. Deze twee mogelijkheden ontstaan doordat men een magnetisch moment op twee manieren kan definiëren, nl. als een „volumemoment" m_v (energie = $m_v H$) èn als een „oppervlaktemoment" m_A (energie = $m_A B$).

[4]) H. A. Kramers, Physica **1**, 182-192, 1934.

[5]) P. W. Anderson, Phys. Rev. **79**, 105-110, 1950.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

ligt nl. in de buurt van 120°, terwijl de hoeken Me_{tetr}-O-Me_{tetr} en Me_{oct}-O-Me_{oct} ongeveer 80° resp. 90° bedragen. De gedachte ligt nu voor de hand dat het ook voor verbindingen met ingewikkelder structuur dan de ferrieten mogelijk zou kunnen zijn zeer globaal de verschillende wisselwerkingen te bepalen zonder een gedetailleerde analyse van de experimentele gegevens, nl. als men slechts de kristalstructuur (en dus de verschillende hoeken en afstanden tussen de magnetische ionen) van de verbinding kent en dan gebruik maakt van de bovenstaande vuistregel. Op deze wijze kan men dan een schatting van de verzadigingsmagnetisatie maken.

Zowel de waarde van de verzadigingsmagnetisatie als de temperatuurafhankelijkheid van de magnetische susceptibiliteit (*fig. 1*) van de twee oxydes die in dit deel van het artikel behandeld zullen worden, steunen de onderstelling dat ook bij deze materialen een negatieve super-exchange wisselwerking tussen de magnetische ionen voorkomt.

Kristalstructuur van $BaFe_{12}O_{19}$

Er is reeds vermeld dat de hoofdcomponent van het materiaal voor permanente magneten dat op het ogenblik onder de naam Ferroxdure in de handel is, een ferromagnetische phase is met hexagonale symmetrie en met samenstelling $BaFe_{12}O_{19}$. Adelsköld [6]) toonde aan, dat deze verbinding isomorf is met het mineraal magnetoplumbiet, dat ongeveer de samenstelling $Pb(Fe, Mn)_{12}O_{19}$ heeft. De kristalstructuur van dit mineraal werd door dezelfde auteur bepaald (zie *fig. 2a*, blz. 47). De in de figuur gegeven structuur is enigszins geïdealiseerd, dwz. kleine afwijkingen van de parameters (coördinaten van de ionen in de elementaire cel) van de ijzer- en zuurstofionen ten opzichte van de eenvoudige waarden in deze figuur, zijn verwaarloosd.

De figuur laat zien dat de zuurstofionen een hexagonale dichtste bolstapeling vormen, waarin enkele plaatsen door Ba-ionen bezet zijn. Dezelfde beschouwingen gelden als de Ba-ionen door Sr- of Pb-ionen vervangen worden. Deze drie ionen hebben stralen die ongeveer even groot zijn als die van een zuurstofion, zie *tabel I*.

Tabel I. Ionenstralen volgens V. M. Goldschmidt.

Ion	straal Å
O^{2-}	1,32
Ba^{2+}	1,43
Sr^{2+}	1,27
Pb^{2+}	1,32

[6]) V. Adelsköld, Arkiv för Kemi, Mineralogi och Geologi **12A**, No 29, 1, 1938.

De ferri-ionen vindt men in de ruimten tussen de zuurstofionen, zoals de metaalionen in de spinelstructuur. Bij nader onderzoek van de kristalstructuur blijken er vijf niet-gelijkwaardige roosterplaatsen voor de ferri-ionen te zijn. Om de sterkte van de verschillende wisselwerkingen uit de experimentele gegevens te kunnen berekenen, zou men de „moleculaire veld"-theorie van het ferromagnetisme moeten generaliseren voor het geval van vijf deelroosters, hetgeen veel te ingewikkeld zou worden. Als we echter de kristalstructuur kennen, kunnen we onze vuistregel voor de sterkte der wisselwerkingen toepassen. Om de vergelijking met de spinelstructuur te vergemakkelijken — de spinelstructuur is door vroegere publicaties wellicht beter bekend bij onze lezers — is in fig. 2*b* ook het spinelrooster in een enigszins geïdealiseerde vorm weergegeven. Het wordt voorgesteld met de [111] richting in verticale stand.

Bij een vergelijking van deze geïdealiseerde structuren blijkt dat een groot gedeelte van de ionenconfiguratie in het rooster van $BaFe_{12}O_{19}$ identiek is met die in het spinelrooster, waarop reeds door Adelsköld was gewezen. In de lagen tussen deze spinel-„blokken" bevat het zuurstofrooster een Ba^{2+}-ion. In dezelfde laag als het Ba^{2+}-ion komt een ferri-ion (◎) voor, dat op ongewone wijze door een trigonale bipyramide van vijf zuurstofionen omringd wordt.

De ferri-ionen in octaëderholten bevinden zich op drie verschillende kristallografische plaatsen (●, ◍ en ◍), zodat er samen met de tetraëderplaats (○) vijf niet-gelijkwaardige kristallografische plaatsen zijn (zie fig. 2*a*).

Met behulp van onze op Anderson's theorie gebaseerde vuistregel kunnen we nu aan de magnetische momenten van de verschillende ionen een richting toekennen (naar boven of beneden bij 0 °K) als we de richting van één moment in het ◎ rooster willekeurig vastleggen, bijv. naar boven. Dan zullen beide eraan grenzende momenten in het ● rooster naar beneden wijzen. De ◎-zuurstof-●-wisselwerking is nl. groot omdat de hoek ◎-zuurstof-● groot is (ongeveer 140°), terwijl de andere wisselwerking, nl. de ●-zuurstof-●-wisselwerking, die zal proberen de ●-momenten onderling antiparallel te richten, klein zal zijn omdat de hoek ●-zuurstof-● bijna 90° is (ongeveer 80°). Bij voortgezette toepassing van dit principe krijgen we de richtingen der momenten, zoals ze in fig. 2*a* zijn getekend.

Zo worden voor de gehele elementaire cel 16 momenten gevonden die naar boven wijzen en 8 die naar beneden wijzen, dwz. er is een resulterende

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

spontane magnetisatie van 16 — 8 = 8 momenten. Daar ieder ferri-ion een moment van 5 Bohr-magnetonen heeft, vindt men voor de verzadigingswaarde van het magnetische moment M_s een waarde van 40 Bohr-magnetonen per elementaire cel, hetgeen volgens formule (1) overeenkomt met $\sigma_0 = 12{,}5 \cdot 10^{-5}$ Wb m/kg [100,5 gauss cm³/g] [7]).

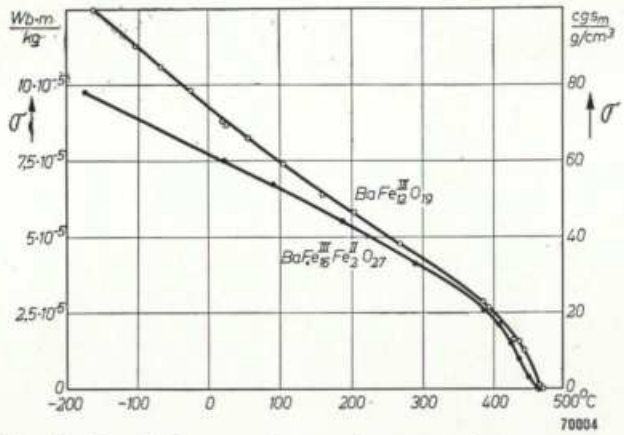


Fig. 3. Verzadigingswaarde van het magnetische moment per massa-eenheid, σ, als functie van de temperatuur.

In *fig. 3* zijn de gemeten waarden van het verzadigingsmoment tegen de temperatuur uitgezet [8]). Door deze kromme te extrapoleren naar 0 °K, komen we tot een waarde van ongeveer $13{,}75 \cdot 10^{-5}$ Wb m/kg [110 gauss cm³/g] voor het verzadigingsmoment, welke waarde in bevredigende overeenstemming is met de theorie, in aanmerking genomen de grove benaderingen die bij het afleiden van onze vuistregel gebruikt zijn en de fout die kan optreden bij de extrapolatie [9]). De lage waarde van de remanente magnetisatie van Ferroxdure is nu ook begrijpelijk van een meer fundamenteel standpunt, en wel moet hij toegeschreven worden aan het feit dat in Ferroxdure het magnetisch gedrag bepaald wordt door de neiging tot antiparallelle orientatie van de magnetische momenten der ionen, hetgeen altijd een tamelijk lage verzadingsmagnetisatie en dus een lage remanente magnetisatie ten gevolge zal hebben.

[7]) Bij het toepassen van formule (1) moet men in het oog houden dat een elementaire cel van $BaFe_{12}O_{19}$ twee „moleculen" bevat.

[8]) Daar de beschouwde materialen een buitengewoon grote magnetische anisotropie vertonen, is een zeer grote veldsterkte noodzakelijk voor de meting van de verzadigingsmagnetisatie in een richting van moeilijke magnetisatie. Daarom werden kleine éénkristallen genomen, waarbij de verzadigingsmagnetisatie in de richting van gemakkelijke magnetisatie gemeten werd. Voor het apparaat waarmee de metingen zijn gedaan, zie het in noot [1]) op blz. 37 aangehaalde artikel. De fout is van de orde van twee procent.

[9]) Bij het extrapoleren moet men in aanmerking nemen dat volgens het theorema van Nernst de helling van de kromme die de magnetisatie als functie van de temperatuur geeft bij 0 °K nul moet worden.

Kristalstructuur van $BaFe^{III}_{16}Fe^{II}_{2}O_{27}$

Het tweede magnetisch harde oxyde dat hier beschouwd zal worden, heeft een kristalstructuur die veel gelijkt op die van $BaFe_{12}O_{19}$.

De chemische samenstelling van dit oxyde is $BaO.2FeO.8Fe_2O_3$ of $BaFe^{III}_{16}Fe^{II}_{2}O_{27}$. Zoals men uit fig. 2*c* kan zien, kan de kristalstructuur van deze verbinding (die bepaald werd door P. B. Braun van dit laboratorium [10])) ook beschreven worden als een aantal spinel-„blokken" met ertussen lagen waarin zich Ba-ionen bevinden. Deze lagen zijn identiek met die in de structuur van $BaFe_{12}O_{19}$. Het verschil in structuur bestaat in de grootte der spinel-„blokken". In $BaFe^{III}_{16}Fe^{II}_{2}O_{27}$ zijn zij hoger dan in $BaFe_{12}O_{19}$ (zie fig. 2*a*), omdat er in ieder blok nog twee „moleculen" $Fe^{II}Fe^{III}_{2}O_4$ (magnetiet) aanwezig zijn.

De rangschikking loodrecht op de hexagonale as is bovendien enigszins veranderd ten opzichte van de rangschikking van de analoge ionen in $BaFe_{12}O_{19}$. De positie der ferro-ionen kan niet met behulp van röntgendiffractie bepaald worden, maar om aan de electrostatische valentieregel [11]) te voldoen, zullen zij ergens in het midden tussen Ba-houdende lagen moeten liggen. Als we een voorkeur voor een octaëderplaats aannemen, zoals bij magnetiet, dan zullen zij deel uitmaken van het ◍ of ◍ deelrooster, waarvan de momenten naar boven wijzen.

Daar ieder Fe^{2+}-ion een moment van 4 Bohr-magnetonen heeft, bedraagt de spontane magnetisatie volgens onze vuistregel (20—12)5+4×4=56 Bohr-magnetonen, of $\sigma_0 = 12{,}4 \cdot 10^{-5}$ Wb m/kg [99,5 gauss cm³/g].

Deze waarde moet vergeleken worden met de experimentele waarde $\sigma_0 = 10{,}6 \cdot 10^{-5}$ Wb m/kg [85 gauss cm³/g].

Een illustratie van de opvallende gevoeligheid van het magnetisch gedrag voor veranderingen in de kristalstructuur en een verdere illustratie van de bruikbaarheid van onze vuistregel wordt gegeven door een andere verbinding.

Er bestaat een kaliumverbinding $K_2O.11Fe_2O_3$ of $KFe_{11}O_{17}$, die een kristalstructuur heeft welke zeer veel gelijkt op die van $BaFe_{12}O_{19}$. Deze verbinding is echter niet ferromagnetisch, zelfs niet bij zeer lage temperaturen. De kristalstructuur, in fig. 2*d* voorgesteld, is, zoals Adelsköld heeft laten zien, gelijk aan die van $Na_2O.11Al_2O_3$ of $NaAl_{11}O_{17}$ (het zg. „β-aluminiumoxyde"), die door Beevers en Ross [12]) werd bepaald. Het roos-

[10]) De uitkomsten van deze structuurbepaling zullen elders uitvoeriger gepubliceerd worden.

[11]) In een stabiel ionenrooster is de waardigheid van ieder anion (afgezien van het teken) precies of bijna gelijk aan de som der electrostatische bindingen van de omringende kationen naar dit anion.

[12]) C. A. Beevers en M. A. S. Ross, Z. Kristallogr. **97**, 57, 1937.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

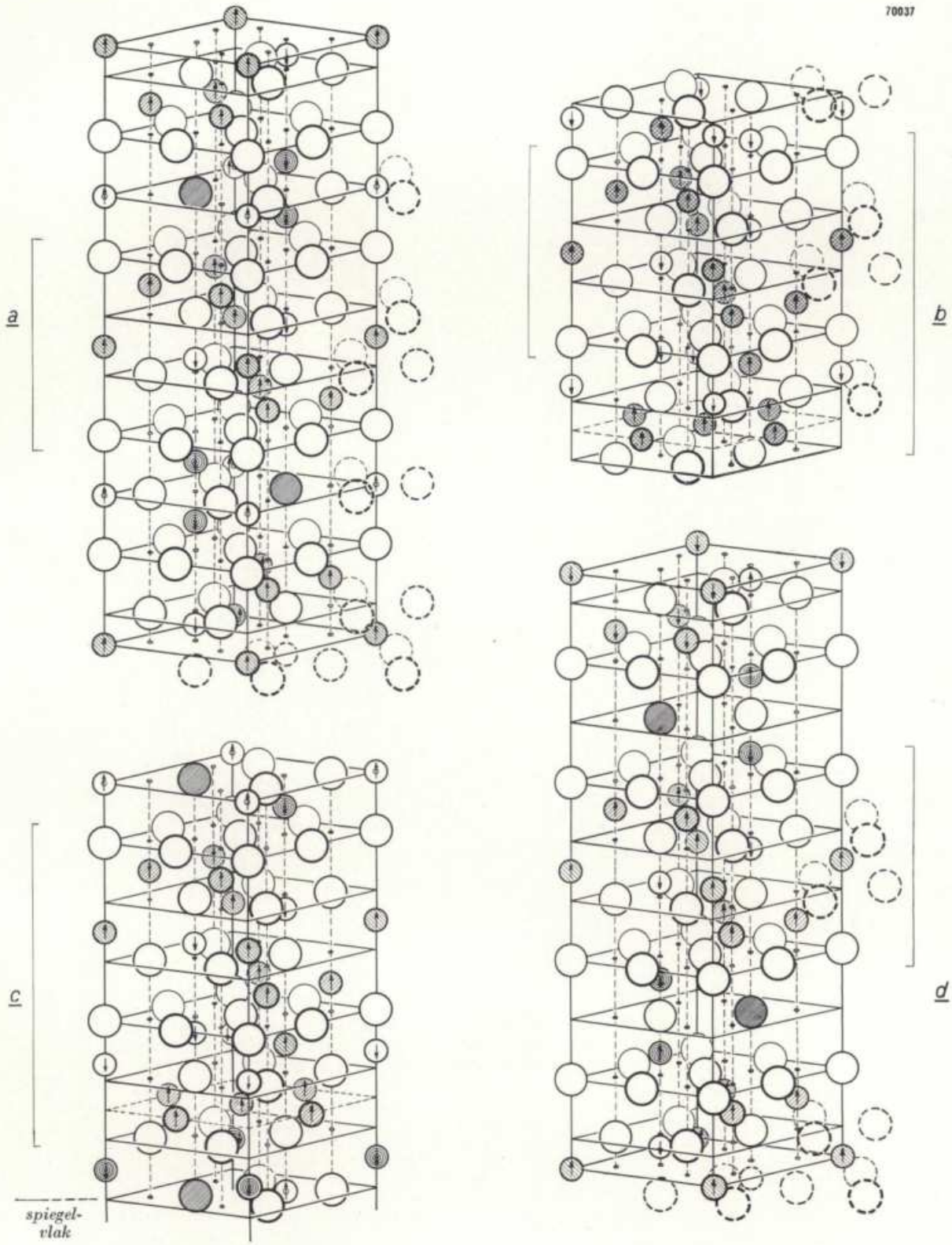


Fig. 2. *a*) Kristalstructuur van $BaFe_{12}O_{19}$.
b) Spinelstructuur, waarbij de [111]-as verticaal is gezet.
c) Kristalstructuur van $BaFe^{III}_{16}Fe^{II}_{2}O_{27}$. (Slechts de helft van de elementaire cel, die een spiegelvlak heeft, is weergegeven.)
d) Kristalstructuur van $KFe_{11}O_{17}$.

De grote ongearceerde bollen zijn de zuurstofionen, de grote gearceerde bollen zijn de Ba- of K-ionen. De kleine bollen zijn de Fe-ionen. Deze zijn op verschillende manieren gearceerd om de verschillende kristallografische plaatsen aan te geven. Alle structuren zijn enigszins geïdealiseerd. In gedeelten van de structuren die in *a*, *c* en *d* gegeven zijn, zijn de plaatsen van de ionen identiek aan die in de spinelstructuur (*b*). Deze gedeelten zijn door de lange verticale haken aangeduid. De pijlen geven de richtingen van de magnetische momenten van de ionen aan, waarbij ondersteld is dat in elke structuur het magnetisch moment van één willekeurig gekozen ion naar boven wijst.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

ter is identiek met dat van $BaFe_{12}O_{19}$ met uitzondering van de rangschikking in de laag die het grote metaalion, nl. het Ba- resp. K-ion, bevat. In $KFe_{11}O_{17}$ is de ⊙-plaats niet bezet, en de drie zuurstofionen die in de structuur van $BaFe_{12}O_{19}$ voorkomen, zijn hier vervangen door één zuurstofion, dat zich op halve afstand tussen de ferri-ionen op een ◎-roosterplaats bevindt. Dit kleine verschil in structuur verklaart het grote verschil in magnetisch gedrag. In $BaFe_{12}O_{19}$ waren de overheersende ⊙-zuurstof-◎-wisselwerkingen de oorzaak dat op de ◎-roosterplaatsen de momenten parallel stonden; in $KFe_{11}O_{17}$ speelt, doordat het ⊙-rooster leeg is, slechts de ◎-zuurstof-◎-wisselwerking een rol, en daar de corresponderende hoek 180° is, zal de laatstgenoemde wisselwerking zeer groot zijn. Het resultaat is dat de laag waarin zich het K-ion bevindt een spiegelvlak zal zijn voor de richtingen der magnetische momenten en het resulterende moment van iedere halve elementaire cel opgeheven wordt door de andere helft.

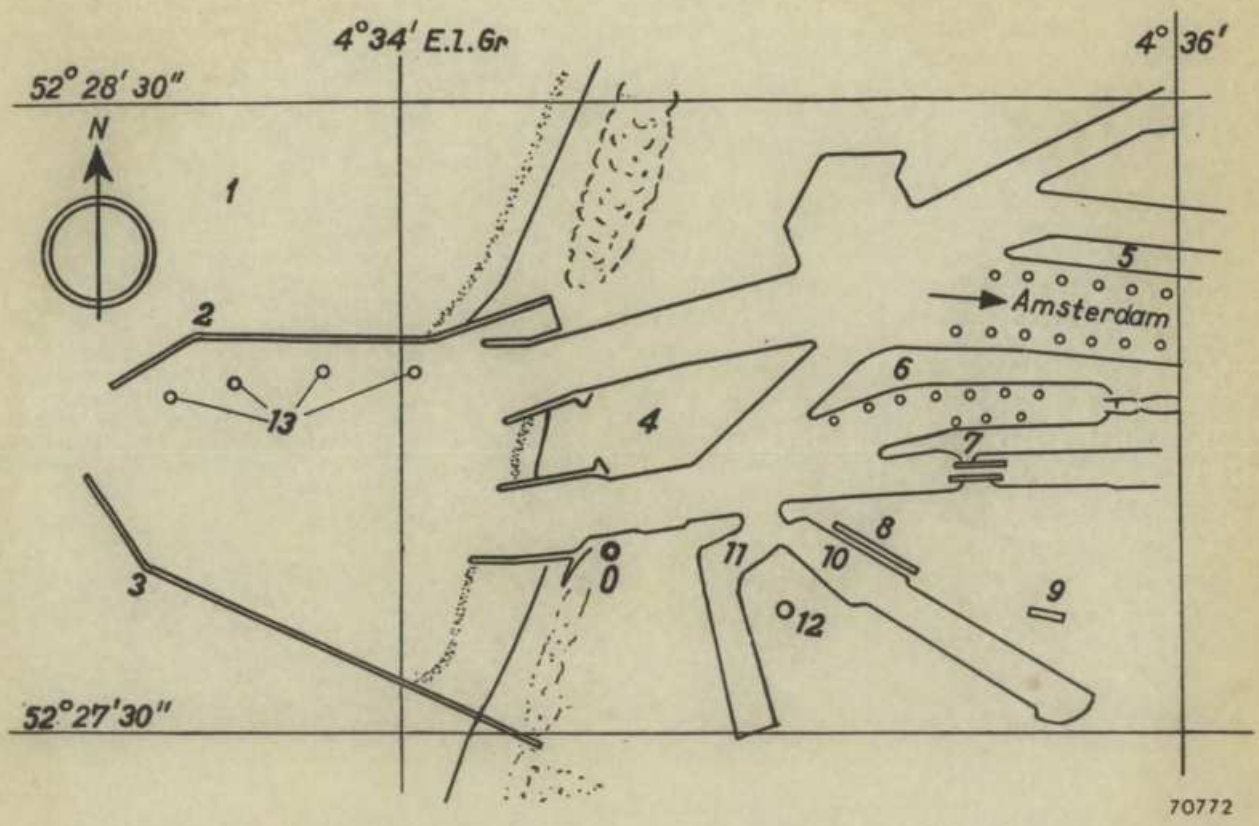
Er blijft dus een antiferromagnetisch gedrag over, hetgeen in overeenstemming is met het experiment. Men kan verwachten dat de antiferromagnetische Curie-temperatuur zeer dicht bij de Curie-temperatuur van $BaFe_{12}O_{19}$ ligt. Inderdaad zijn er experimentele indicaties die deze verwachting steunen.

Samenvatting van deel I, II en III. Het materiaal dat tegenwoordig onder de naam Ferroxdure vervaardigd wordt, is een oxydisch keramisch materiaal van ongeveer de samenstelling $BaFe_{12}O_{19}$. Het is een magnetisch hard materiaal, dat geen cobalt of nikkel bevat en daardoor economische voordelen biedt. Het wordt gekenmerkt door een uitzonderlijk grote coërcitiefkracht en een tamelijk kleine remanentie en verzadigingsmagnetisatie. De grote coërcitiefkracht is te danken aan een grote kristalanisotropie. De combinatie van een grote coërcitiefkracht en een kleine verzadigingsmagnetisatie betekent dat het materiaal een grote weerstand tegen ontmagnetisering heeft, hetgeen nieuwe mogelijkheden biedt voor het ontwerpen van magnetische circuits en daardoor ook nieuwe toepassingsgebieden voor permanente magneten opent. De $(BH)_{max}$-waarde van Ferroxdure is tamelijk klein. Zijn soortelijke electrische weerstand is groot, zodat het materiaal zeer geschikt is voor hoogfrequent-toepassingen.

De kleine waarden van de verzadigingsmagnetisatie en van de remanente magnetisatie zijn daaruit te begrijpen dat het mechanisme dat het magnetisch gedrag van Ferroxdure bepaalt, een ongecompenseerd antiferromagnetisme is. De sterkte van de verschillende wisselwerkingen tussen de magnetische ionen kan, als de kristalstructuur bekend is, geschat worden door gebruik te maken van een vuistregel, die gebaseerd is op Anderson's theorie van de super-exchange wisselwerking. De verzadigingsmagnetisatie van Ferroxdure, op deze manier berekend, wijkt niet sterk af van de experimenteel gevonden waarde.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info
11/14/2023



SCHAAL 1 : 22 500

0 = Radarstation
1 = Noordzee
2 = Noorderpier
3 = Zuiderpier
4 = Forteiland
5 = Noordelijk sluiseiland
6 = Middelste sluiseiland
7 = Zuidelijk sluiseiland
8 = Vishallen
9 = Station
10 = Vissershaven
11 = Haringhaven
12 = Vuurtoren
13 = Boeien

Digitized in Heiloo the Netherlands
Not for sale!

www.freeservicemanuals.info

11/14/2023

SCHAAL 1 : 22 500

0 = Radarstation	7 = Zuidelijk sluiseiland
1 = Noordzee	8 = Visbalies
2 = Noorderpier	9 = Station
3 = Zuiderpier	10 = Vissershaven
4 = Ijmuiden	11 = Haringhaven
5 = Noordelijk sluiseiland	12 = Vuurtoren
6 = Middelste sluiseiland	13 = Boeien

Digitized in Heiloo the Netherlands

Not for sale!

www.freeservicemanuals.info
11/14/2023

HET RADARSTATION TE IJMUIDEN

Het onlangs gevierde 75-jarige bestaan van het Noordzeekanaal is luister bijgezet door de opening van een radarstation, het eerste havenradarstation op het vasteland van Europa.

De installatie is ondergebracht in het gebouw van de semafoor te IJmuiden. Op het dak hiervan bevindt zich de draaiende antenne (parabolische reflector). De golflengte is ongeveer 3 cm. Er worden 3000 impulsen per seconde uitgezonden, met een piekvermogen van circa 7 kW.

Op de foto ziet men het radarpanorama zoals dit zich op het scherm van de weergeefbuis voordoet. Ter vergelijking is een transparante kaart van hetzelfde gebied bijgevoegd. Het vlekje juist buiten de pieren is een schip.

Bij het maken van de foto was de schaal van het radarbeeld 1 : 20 000 (die van het cliché is 1 : 22 500). Ook andere schalen kunnen worden ingesteld, namelijk 1 : 11 000 en 1 : 57 000. In het laatste geval is de straal van het waargenomen gebied ongeveer 10 km.

De installatie is gefabriceerd door de Philips Telecommunicatie-Industrie te Hilversum, in samenwerking met de N.V. Van der Heem te Voorburg.

Digitized in Heiloo the Netherlands
Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

MAGNETRONS

door J. VERWEEL.

621.385.16:621.396.615.141.2

Magnetrons met spleten in de anode worden al vele jaren gebruikt voor het opwekken van decimeter- en centimetergolven. In 1937 werd een in het Philips-laboratorium te Eindhoven ontwikkelde en met magnetrons werkende radiotelefonische verbinding tussen Eindhoven en Nijmegen verwezenlijkt op een golflengte van 25 cm. In de jaren 1940-'45 heeft de ontwikkeling een grote vlucht genomen. Het afgegeven vermogen werd meer dan duizendvoudig vergroot en het opwekken van golven met golflengten van 1 cm en minder werd technisch mogelijk. Daardoor is het magnetron een hoofdbestanddeel van de radarinstallaties geworden, en dat deze grote invloed op de oorlogshandelingen hebben uitgeoefend en ook in vredestijd van groot belang zijn, is algemeen bekend. In dit artikel wordt iets verteld over de werkingswijze en de constructie van moderne magnetrons.

Omstreeks 30 jaar geleden heeft Hull [1]) een artikel geschreven over het effect van een homogeen axiaal magneetveld op de beweging van electronen tussen coaxiale cylinders (*fig. 1a*). Hoewel Hull niet over oscillaties spreekt en ook de naam magnetron niet noemt, is met dit werk de grondslag gelegd voor het gebruik van het magnetron als oscillator. Sinds 1921 is de belangstelling voor het magnetron wel enigszins aan fluctuaties onderhevig geweest, maar deze heeft zich toch grotendeels in opgaande lijn bewogen. Tot 1930 waren de oscillaties die men bij magnetrons vond, van weinig practisch belang. Daarna kwam er een grote opbloei, doordat bleek dat bij gespleten anodes (fig. 1*b*), waartussen zich resonatoren (Lecher-systemen) bevonden, trillingen met hoog rendement kunnen worden opgewekt. Tot de ontwikkeling van buizen volgens dit principe heeft vooral het werk van Posthumus [2]) veel bijgedragen. Ook de theorie van Posthumus over deze trillingen is baanbrekend geweest. In de vier jaren na zijn publicatie hieromtrent verschenen ruim 100 artikelen over het magnetron, uit alle delen van de wereld. In de laatste jaren vóór 1940 nam de belangstelling iets af, maar in het genoemde jaar namen Boot en Randall [3]) proeven met een magnetron voorzien van resonatoren in de vorm van een trilholte (fig. 1*c*). Deze proeven betekenden een volledig succes voor het magnetron als zendbuis voor radar. Een koortsachtige activiteit was hiervan het gevolg; de vermogens werden steeds groter en men kwam tot zeer kleine golflengten. Ook werden belangrijke theoretische bijdragen geleverd. Om een indruk te geven van wat men met magnetrons heeft bereikt, kunnen we vermelden dat in de laatste jaren magnetrons zijn gemaakt voor 3 cm golflengte met meer dan 1000 kW piekvermogen, en andere voor 3 mm golflengte met enkele kW [4]). Deze vermogens worden uitgezonden in impulsen van enkele tienden µs tot enkele µs, terwijl de herhalingsfrequentie van de impulsen meestal tussen 500 en 4000 Hz ligt. *Fig. 2* toont een hedendaags magnetron voor 8,5 cm golflengte en 400 kW piekvermogen.

Verreweg het voornaamste toepassingsgebied van magnetrons is tot dusverre de radar. Daarnaast kan worden genoemd de diathermie, waarvoor centimetergolven in bepaalde gevallen bijzonder gunstig zijn. Een bijzonder toepassingsgebied wordt gevormd door de zg. lineaire versnellers, d.z. installaties waarin, voor kernphysisch onderzoek, aan electronen zeer grote snelheden worden meegedeeld [5]).

In 1939 is in dit tijdschrift een overzicht gegeven van de toenmalige stand van de magnetronontwikkeling [6]). Wij willen in het onderhavige artikel een algemene schets geven van de moderne magnetrons, mede ter inleiding tot latere artikelen over speciale constructies op dit gebied. Wij stellen ons daarbij de volgende vragen:

1) Hoe wordt de energie die de electronen in het magnetron aan een gelijkspanningsbron ontlenen, omgezet in hoogfrequente energie ?
2) Aan welke eisen moeten daarbij de resonatoren voldoen ?
3) Hoe kan de energie uit het magnetron naar buiten worden gevoerd ?

[1]) A. W. Hull, Phys. Rev. **18**, 31-57, 1921.
[2]) K. Posthumus, Principles underlying the generation of oscillations by means of a split-anode magnetron, Philips Transm. News **1**, 11-25, December 1934; Oscillations in a split-anode magnetron, Wirel. Engr. **12**, 126-132, 1935.
[3]) H. A. H. Boot en J. T. Randall, The cavity magnetron, J. Inst. El. Engrs. **93**, 3a, 928-938, 1946.
[4]) J. R. Pierce, Millimeter waves, Electronics **24**, 66-69, 1951 (No. 1).
[5]) Een artikel over lineaire versnellers zal binnenkort in dit tijdschrift verschijnen. — Redactie.
[6]) G. Heller, Philips techn. T. **4**, 201-209, 1939.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

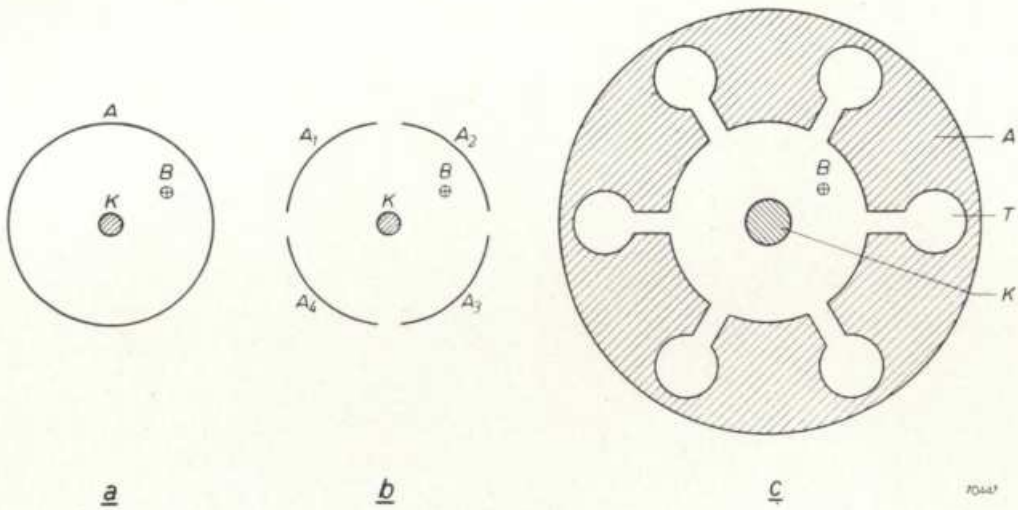


Fig. 1. Verschillende vormen van magnetrons in dwarsdoorsnede. K kathode, A anode. De magnetische inductie B staat loodrecht op het vlak van tekening en is homogeen binnen de gehele anoderuimte. *a*) Magnetron van Hull. *b*) Magnetron met spleten in de anode, die uit vier segmenten bestaat (A_1, A_2, A_3, A_4). Een magnetron als dit kan een hoog rendement hebben. *c*) Magnetron van Boot en Randall. De anode bestaat uit een massief blok koper, waarin trilholten T zijn uitgespaard.

Hierna volgen nog enige gezichtspunten die voor de constructie gelden. Wij zullen ons bij dit alles moeten beperken tot enkele hoofdzaken. Voor een dieper gaande behandeling verwijzen wij naar de literatuur [7]).

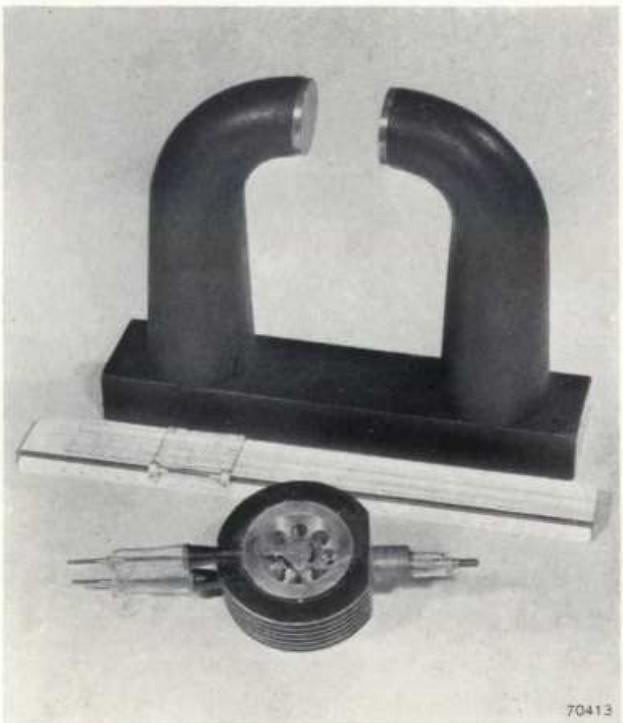


Fig. 2. Experimenteel magnetron voor 8,5 cm golflengte en 400 kW topvermogen. Eén deksel is weggenomen. Achter het magnetron de bijbehorende permanente magneet.

[7]) Men zie bijv. G. B. Collins, Microwave magnetrons, Radiation Lab. Series 6, Mc. Graw Hill, New York 1947, en J. B. Fisk, H. D. Hagstrum en P. L. Hartman, The magnetron as a generator of centimeter waves, Bell Syst. techn. J. **25**, 167-348, 1946.

De beweging van een electron in onderling loodrechte electrische en magnetische velden

In een cylindrisch magnetron staat het electrische veld in hoofdzaak loodrecht op het magnetische veld. Het electrische veld heeft, wanneer het magnetron oscilleert, behalve een radiale ook een tangentiële component, en bovendien heeft de ruimtelading van de electronen grote invloed op de beweging. Als gevolg van dit alles wordt de theorie zeer ingewikkeld. De berekeningen die men hiervoor heeft opgezet, zijn tijdrovend en vallen daarom buiten het kader van dit artikel. Wij zullen ons tot een globale schets van de electronenbeweging beperken.

We herinneren eerst aan de theorie van de beweging van een electron in een homogeen magnetisch veld met inductie B (in de z-richting van een rechthoekig assenstelsel) en een homogeen electrisch veld E loodrecht daarop (in de negatieve y-richting). We hebben dan te maken met de kracht ten gevolge van het electrische veld en met de Lorentz-kracht. Analytisch wordt dat, in ons coördinatenstelsel:

$$m\ \mathrm{d}v_x/\mathrm{d}t = ev_yB,$$
$$m\ \mathrm{d}v_y/\mathrm{d}t = eE - ev_xB,$$
$$m\ \mathrm{d}v_z/\mathrm{d}t = 0.$$

m is hierin de massa van het electron, t de tijd, en v_x, v_y en v_z zijn de snelheidscomponenten langs de assen.

Zoals men gemakkelijk verifieert, is de algemene oplossing van deze vergelijkingen:

$$v_x = -a\cos\frac{eB}{m}(t-t_0) + \frac{E}{B},$$

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

$$v_y = a \sin \frac{eB}{m}(t-t_0),$$

$$v_z = b.$$

a, b en t_0 zijn integratieconstanten. Door nogmaals te integreren vinden we de baanvergelijkingen. Als we aannemen dat bij $t = 0$ alle coördinaten en snelheden $= 0$ zijn, komt er:

$$\left.\begin{aligned} x &= \frac{E}{B}t - \frac{m}{e}\frac{E}{B^2}\sin\frac{eB}{m}t, \\ y &= \frac{m}{e}\frac{E}{B^2}\left(1-\cos\frac{eB}{m}t\right), \\ z &= 0. \end{aligned}\right\} \quad \ldots \quad (1)$$

Deze vergelijkingen stellen een cycloïde voor, zoals die wordt beschreven door een punt op de omtrek van een wiel dat met constante snelheid E/B over de x-as rolt (*fig. 3*). De diameter van het wiel is $({}^{2m}/_{e})\,({}^{E}/_{B^2})$, en dit is de grootste uitwijking van het electron in de y-richting. Het electron beweegt zich gemiddeld in de richting loodrecht op de electrische en magnetische krachtlijnen (dus in een aequipotentiaalvlak van het electrische veld) en beschrijft daarbij bogen van de hoogte $({}^{2m}/_{e})\,({}^{E}/_{B^2})$.

We denken ons nu een vlak magnetron, waarvan de kathode wordt gevormd door het vlak $y = 0$ en de anode door $y = d$ (*fig. 4*). Als dit magnetron niet oscilleert en we de ruimtelading verwaarlozen,

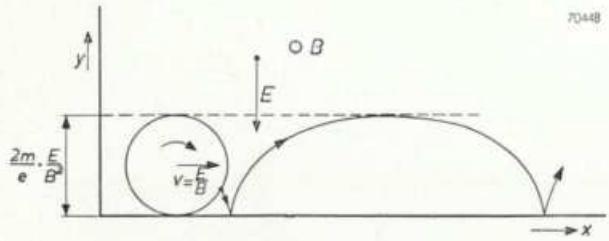


Fig. 3. Een electron dat met snelheid nul op de x-as wordt geëmitteerd, beschrijft onder invloed van een homogeen electrisch veld E en een loodrecht daarop staand homogeen magnetisch veld (inductie B) een cycloïdebaan. De gemiddelde snelheid in de x-richting is E/B.

is het veld tussen de anode en de kathode inderdaad homogeen. Indien, zoals we aannemen, de electronen met snelheid 0 uit de kathode komen, bewegen ze zich in de boven beschreven cycloïdebanen. Als $({}^{2m}/_{e})\,({}^{E}/_{B^2}) > d$, beschrijven ze alleen het eerste gedeelte van de cycloïdebaan van fig. 3 en worden dan door de anode opgenomen. Zodra echter $({}^{2m}/_{e})\,({}^{E}/_{B^2}) < d$ wordt, kan de gehele cycloïdebaan worden beschreven; de electronen bereiken de anode dan niet meer. Het magneetveld waarvoor de baan juist aan de anode raakt, wordt het critische veld genoemd, met de inductie B_{cr}. Dus

$$B_{cr}^2 = \frac{2m}{e}\frac{E}{d},$$

$$B_{cr} = \sqrt{\frac{2m}{e}}\frac{\sqrt{V}}{d},$$

als V de anodespanning is.

Voor een cylindrisch magnetron, waarin natuurlijk niet meer exact cycloïdebanen worden beschreven, kan een dergelijke betrekking worden afgeleid, namelijk:

$$B_{cr} = \sqrt{\frac{8m}{e}}\cdot\frac{\sqrt{V}}{r_a\left(1-r_k^2/r_a^2\right)}, \quad \ldots \quad (2)$$

als r_a de straal van de anode is en r_k die van de kathode. Bij een niet oscillerend magnetron wordt voor $B > B_{cr}$ de anodestroom dus nul.

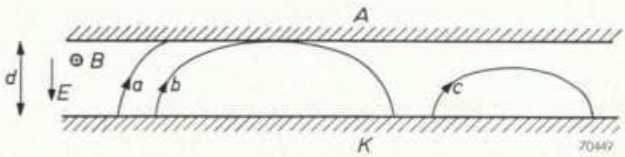


Fig. 4. Electronenbanen in een niet-oscillerend magnetron, met afstand d tussen de kathode K en de anode A (beide vlak).
a) $({}^{2m}/_{e})\,({}^{E}/_{B^2}) > d$: de banen eindigen op de anode.
b) $({}^{2m}/_{e})\,({}^{E}/_{B^2}) = d$: de banen raken aan de anode.
c) $({}^{2m}/_{e})\,({}^{E}/_{B^2}) < d$: de electronen kunnen de anode niet meer bereiken.

Als het electrische veld niet meer homogeen is maar nog wel loodrecht op het magneetveld staat, zoals het geval is bij een oscillerend magnetron, wordt de beweging gecompliceerder. Indien het magnetische veld sterk genoeg is, zodat de kromtestraal van de cycloïdebaan klein is ten opzichte van die der aequipotentiaallijnen, kunnen we het electrische veld in kleine gebieden als ongeveer homogeen beschouwen. Dan volgt het electron, gemiddeld genomen, dus weer een aequipotentiaallijn. In een werkelijk magnetron is de straal van de cirkelvormige beweging weliswaar meestal niet klein ten opzichte van de kromtestraal der aequipotentiaallijnen, maar voor een kwalitatief beeld van het mechanisme is deze benadering wel voldoende.

Kwalitatieve verklaring van het ontstaan van oscillaties

In het geval van $B < B_{cr}$ gedraagt het magnetron zich als een gewone diode en zijn er geen oscillaties mogelijk. We beschouwen nu het geval $B > B_{cr}$. Treden er geen oscillaties op, dan is de anodestroom nul; de electronen volgen cycloïdebanen en bewegen zich gemiddeld evenwijdig aan de kathode en de

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

anode. In oscillerende toestand wordt dit anders. De electronen kunnen dan banen beschrijven die wèl op de anode eindigen. Er is dus anodestroom en er wordt energie aan het magnetron toegevoerd. We zullen nu aannemen dat deze oscillerende toestand op de een of andere manier tot stand is gekomen en ons afvragen hoe de oscillaties blijven bestaan.

Laat het magnetron $2n$ anodesegmenten hebben en laten de spanningen tussen twee naburige segmenten steeds in tegenfaze variëren, zoals dat gewoonlijk het geval is. In *fig. 5* zijn voor het geval van vier segmenten de krachtlijnen van het electrische wisselveld op een bepaald moment getekend. Volgens Posthumus kunnen we dit „staande" wisselveld ontbinden in tegengesteld draaiende velden; de twee grondcomponenten van dit veld draaien met de hoeksnelheid ω/n, resp. $-\omega/n$, als ω de hoekfrequentie van de oscillaties is. Nu is voor de werking essentieel dat de electronen met één van deze velden synchroon lopen. De gemiddelde tangentiële snelheid van de electronen is, zoals we hebben afgeleid, E/B. Een benaderende uitdrukking voor het synchronisme vinden we, als we de electronensnelheid midden tussen anode en kathode nemen, en verwaarlozen dat het electrische veld afhangt van de straal r. De hoeksnelheid is dan:

$$\frac{v}{\frac{1}{2}(r_a+r_k)} = \frac{E/B}{\frac{1}{2}(r_a+r_k)} = \frac{V/(r_a-r_k)B}{\frac{1}{2}(r_a+r_k)} = \frac{2V}{(r_a^2-r_k^2)B}.$$

Als we dit gelijkstellen aan de hoeksnelheid ω/n, komt er:

$$V = \frac{\omega}{2n} r_a^2 B \left\{ 1 - \left(\frac{r_k}{r_a}\right)^2 \right\} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

We komen op deze formule nader terug, maar nemen nu even aan dat er door een geschikte keuze van de parameters aan is voldaan.

Nu gaan we de wisselwerking na van het electron met het synchroon lopende veld; we nemen aan dat ze beide bijv. rechtsom draaien. Het andere draaiveld passeert de electronen zeer snel. Aangezien het een wisselveld is, zal het afwisselend versnellend en vertragend werken, zodat de electronen kleine schommelingen om de gemiddelde baan zullen uitvoeren; deze schommelingen verwaarlozen we echter. Eerst kijken we naar de electronen in een gebied waar het tangentiële veld vertragend werkt (bij A in *fig. 6*). Doordat is voldaan aan de synchronisatievoorwaarde, blijft het electron in dit gebied. Het wisselveld is wel enige malen kleiner dan het gelijkveld, maar mag toch niet ten opzichte ervan worden verwaarloosd. De resultante E van beide maakt dus een zekere hoek met de radiale richting, en daar

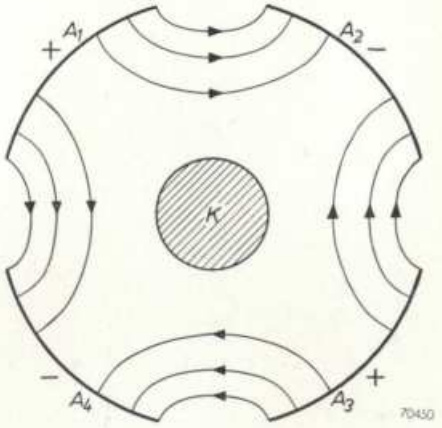


Fig. 5. Het electrische wisselveld in een magnetron met vier platen is een staande golf in de ruimte tussen kathode en anode. Deze golf is te ontbinden in tegengesteld draaiende lopende golven, de draaivelden. De electronen reageren in hoofdzaak met één van deze draaivelden.

het electron zich gemiddeld loodrecht op E beweegt, zien we dat het naar buiten afwijkt en ten slotte op de anode terecht komt. Indien we afzien van het feit dat de veldsterkte afhangt van de straal, blijft de gemiddelde snelheid E/B van het electron, en dus ook de kinetische energie, constant. De potentiële energie die het electron bij het lopen naar de anode verliest, wordt dus niet, zoals bij normale beweging in een electrisch veld, omgezet in kinetische energie, maar als hoogfrequente energie afgegeven aan het wisselveld.

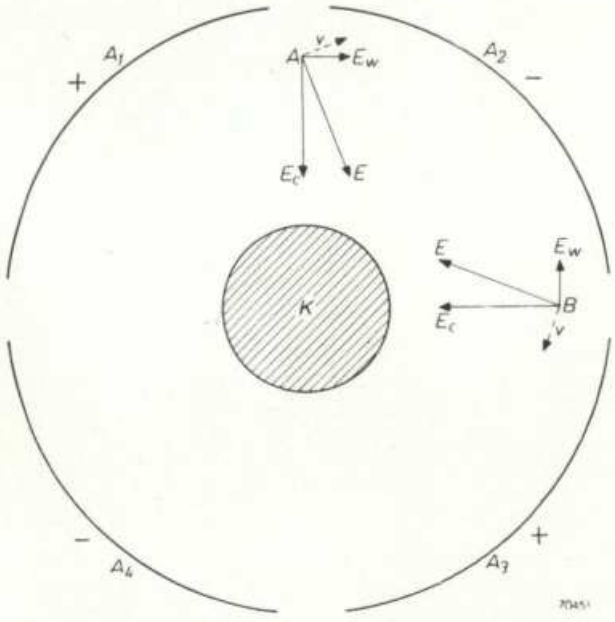


Fig. 6. De resultante E van het gelijkveld E_c en het wisselveld E_w in twee punten, A en B. Loodrecht op E staat de gemiddelde electronensnelheid v. Bij een vertragend veld E_w krijgt v een buitenwaarts gerichte, bij een versnellend veld E_w een binnenwaarts gerichte component.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Een electron in een gebied waar een versnellend tangentieel veld heerst (bij B in fig. 6) gaat een baan beschrijven naar de kathode toe, doordat de veldvector met de straal een hoek in de andere richting maakt. Het wordt door het hoogfrequente veld versneld en na het afleggen van één cycloïdeboog op de kathode teruggeworpen. De banen van

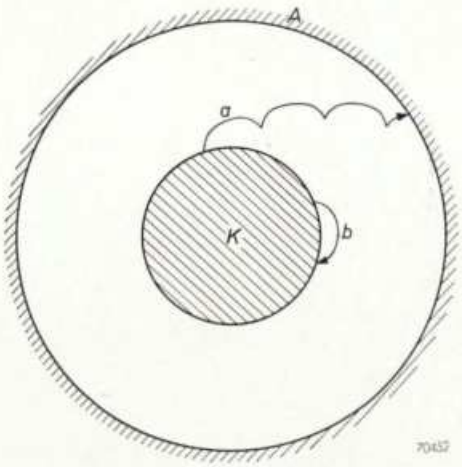


Fig. 7. Het electron a reageert met een vertragend veld en het electron b met een versnellend veld. a vertoeft langer in het veld dan b, zodat, gemiddeld over alle electronen, energie aan het veld wordt toegevoerd.

deze beide electronen zijn geschetst in *fig. 7*. Men ziet, dat het eerste electron enige bogen beschrijft (a) en het tweede electron minder dan één volledige boog (b). De tijd die nodig is om één gehele boog te beschrijven, is constant en volgens verg. (1) gelijk aan $(^m/_{eB}) \cdot 2\pi$. Aangezien dus de electronen a langer in het veld vertoeven dan de electronen b en daardoor meer energie afgeven dan de electronen b opnemen, is er een netto overschot, zodat de trillingen kunnen worden onderhouden en energie aan een uitwendig systeem kan worden afgegeven.

Een gelukkige omstandigheid is verder, dat de electronen in een magnetron worden gedreven naar een gebied van maximaal vertragend veld, waar de energie-uitwisseling zo gunstig mogelijk is: er treedt een fazefocussering op. Dit zien we uit *fig. 8*, waarin behalve in A ook in de punten C en D ter weerszijden van dit maximaal vertragende veld de resultante E van het gelijkveld E_c en het wisselveld E_w is getekend. Een electron dat „achterloopt", dus bijv. in C is, bevindt zich in een veld E dat sterker is dan het veld in A. De gemiddelde snelheid E/B van dit electron wordt dus groter, tot het veld is ingehaald. In D bevinden de electronen zich in een zwakker totaal veld E, zodat ze iets langzamer gaan lopen en door het veld kunnen worden ingehaald. Juist op de gunstigste plaats ontstaan dus „electronenpakketten", die aan het veld hoogfrequente energie afgeven.

We kunnen hier nog wijzen op een verschil tussen het magnetron en het „omgekeerde" cyclotron. In een cyclotron lopen de geladen deeltjes onder invloed van een magneetveld en worden twee maal per omloop door een tangentieel electrisch veld, dat synchroon met het rondlopen trilt, versneld. Men zou er over kunnen denken deze werkingswijze om te keren, dwz. snelle electronen naar binnen te schieten, die dan bij de spleten energie aan een hoogfrequent veld zouden afgeven en hierbij zouden worden vertraagd. Inderdaad is dit mechanisme in een magnetron mogelijk, maar het is een ander dan hierboven werd beschreven; zou men door geschikte keuze van spanning en magneetveld er voor zorgen dat deze trillingen worden aangewakkerd, dan zou dit slechts voeren tot trillingen met zeer laag rendement. De hoekfrequentie van de trillingen komt overeen met die waarmee in het magnetron de cycloïdebogen worden doorlopen: $\omega = eB/m$. Voor het trillingsmechanisme van het magnetron is deze frequentie echter van ondergeschikt belang; hier is namelijk de gemiddelde snelheid E/B belangrijk, waarbij E vooral de gelijkveldcomponent bevat, die in het cyclotron geheel afwezig is.

Voor een kwantitatieve berekening van de electronenbeweging moet men de methode der opeenvolgende benaderingen toepassen. Bij gegeven waarden van de electrische gelijk- en wisselspanning op de anode en van het magneetveld berekent men numeriek de electronenbanen. Uit een voldoend groot aantal banen volgt dan de ruimteladingsverdeling in het magnetron, en uit deze volgt een nieuw potentiaalveld, dat in het algemeen van het oorspronkelijk aangenomen veld afwijkt. Met dit tweede veld berekent men nieuwe electronenbanen, die aanleiding geven tot een derde veld, enz. Bij een verstandige keuze van het aanvankelijke veld convergeren deze opeenvolgende benaderingen naar de juiste oplossing. In 1928 paste Hartree [8]) deze methode toe op quantum-

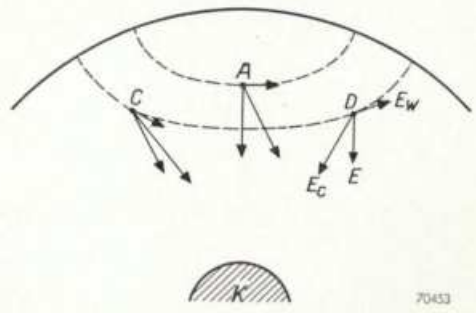


Fig. 8. De resulterende veldvector E in een punt A en in twee punten C en D aan weerskanten van A. Door de invloed van het radiale wisselveld is E in C groter en in D kleiner dan in A.

[8]) D. R. Hartree, Proc. Cambridge Phil. Soc. **24**, 111-132, 1928.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

mechanische baanberekeningen in de atoomtheorie, en in de laatste oorlog zijn onder zijn leiding ook de electronenbanen in een magnetron op deze manier berekend [9]).

Het resultaat van zo'n berekening voor een magnetron met acht anodesegmenten ziet men in *fig. 9*. De banen van vier electronen die door de kathode in verschillende fazen van de hoogfrequente natensysteem meedraaiend punt van het kathode-oppervlak komt, beschrijft in dit coördinatensysteem dus ook steeds dezelfde baan. De omhullende van al deze banen, die in fig. 9 gestippeld is getekend, stelt de begrenzing van de ruimteladingswolk voor. Deze wolk bestaat uit 4 spaken, die ieder ongeveer zijn gelegen op de plaats van het maximaal vertragende veld. De spaken draaien gezamenlijk rond met de

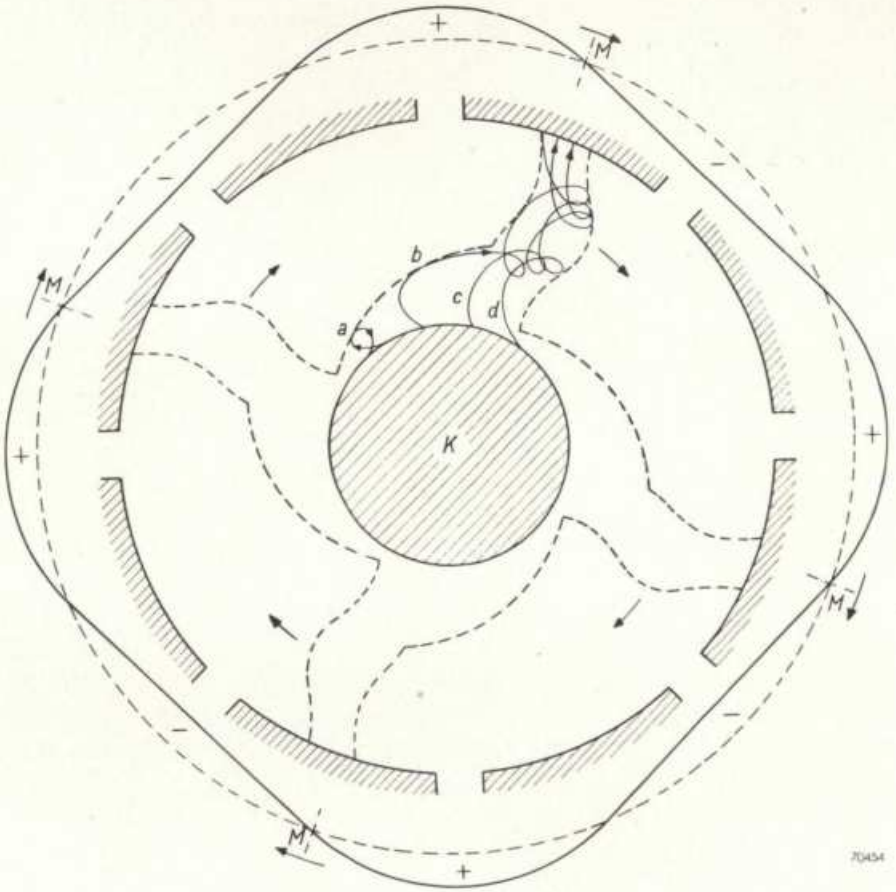


Fig. 9. De banen van vier electronen (*a*, *b*, *c* en *d*), die met verschillende faze ten opzichte van het draaiveld uit de kathode *K* komen, zijn getekend in een coördinatensysteem dat met het veld meedraait. Het werkzame veld is hier in de tijd constant. Uit een punt van de kathode dat met het coördinatensysteem meedraait, ontspringt dan steeds dezelfde baan. De omhullende van al deze banen is gestippeld getekend; ze is de begrenzing van de ruimtelading. De vlakken van maximaal vertragend tangentieel veld zijn aangegeven door de lijnen *M*. De radiale afstand tussen de gestippelde cirkel en de zich daardoorheen slingerende kromme stelt de potentiaal van het roterende wisselveld voor. (Overgenomen uit een artikel van J. B. Fisk, H. D. Hagstrum en P. L. Hartman, Bell Syst. techn. J. **25**, 195, 1946.)

trilling werden geëmitteerd, zijn getekend in een coördinatensysteem dat met het veld meedraait. Het op een ongunstig ogenblik geëmitteerde electron *a* komt op de kathode terug, de drie andere, „gunstige", electronen *b*, *c* en *d* gaan naar de anode en beschrijven onderweg enige lussen. Daar het coördinatensysteem draait, is hierin het veld constant in de tijd. Elk electron dat uit een met het coördi-

[9]) C.V.D. Report, Mag. 36 en 41.

hoeksnelheid $\omega/4$ en komen steeds langs die delen van de anode die juist positief gaan worden, waarbij ze door inductie de lading versterken. Aldus onderhouden zij de trilling, evenals een slinger aan de gang wordt gehouden door een stootje telkens op het juiste moment. Hierbij zien we duidelijk dat de potentiële energie die het electron verliest, en die niet in kinetische energie wordt omgezet, als hoogfrequente energie voor den dag komt.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Karakteristieken van het magnetron

In dit gedeelte zullen we de relaties nagaan die er bestaan tussen stroom, spanning, magneetveld, enz.

We hadden reeds de „afknijpvoorwaarde", die het voor oscilleren vereiste minimale magneetveld aangeeft:

$$B_{cr} = \sqrt{\frac{8m}{e}} \frac{\sqrt{V}}{r_a(1-r_k^2/r_a^2)} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Verder vonden we de benaderende synchronisatievoorwaarde:

$$V = \frac{\omega}{2n} r_a^2 B \left\{ 1 - \left(\frac{r_k}{r_a}\right)^2 \right\} . \quad . \quad . \quad (3)$$

Een nauwkeuriger voorwaarde (die we niet zullen afleiden) voor de synchronisatie is de volgende:

$$V = \frac{\omega}{2n} r_a^2 B \left\{ 1 - \left(\frac{r_k}{r_a}\right)^2 \right\} - \frac{m}{2e} \left(\frac{\omega r_a}{n}\right)^2 \left\{ 1 - \left(\frac{r_k}{r_a}\right)^2 \right\} . \quad (4)$$

Hartree heeft een voorwaarde opgesteld waaraan moet zijn voldaan opdat electronen bij een oneindig klein hoogfrequent wisselveld de anode kunnen bereiken. Deze voorwaarde luidt:

$$V \geqq \frac{\omega}{2n} r_a^2 B \left\{ 1 - \left(\frac{r_k}{r_a}\right)^2 \right\} - \frac{m}{2e} \left(\frac{\omega r_a}{n}\right)^2 . \quad . \quad . \quad (5)$$

In *fig. 10* zijn al deze lijnen getekend in een grafiek met de magnetische inductie B als abscis en de spanning V als ordinaat. De „afknijpkromme" (2) is een parabool, de „eenvoudige" synchronisatievoorwaarde (3) is een rechte lijn door de oorsprong, en de voorwaarde van Hartree (5) geeft een hiermee evenwijdige rechte, die aan de parabool raakt. De meer nauwkeurige synchronisatievoorwaarde (4) wordt voorgesteld door een lijn die tussen de beide rechten in ligt en er ook evenwijdig mee is.

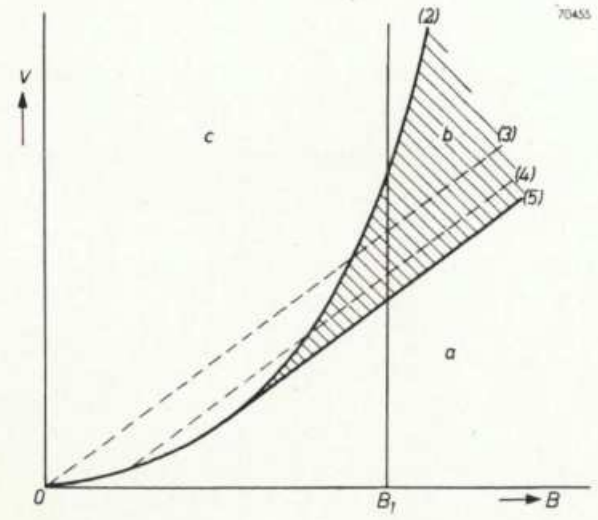


Fig. 10. De kromme (2) voor de critische magnetische inductie en de Hartree-lijn (5) verdelen het V-B-vlak in drie gebieden, a, b en c. In a trekt het magnetron geen stroom en zijn er dus geen oscillaties. b is het oscillatiegebied; de stroomsterkte neemt hier met hogere spanning snel toe. In c is het magnetron niet meer afgeknepen; oscillaties zijn er dan niet meer.
De lijnen (3) en (4) beantwoorden aan de eenvoudige resp. de nauwkeuriger synchronisatievoorwaarde.
Voor de vergelijkingen van de lijnen (2), (3), (4) en (5), zie de overeenkomstig genummerde formules.

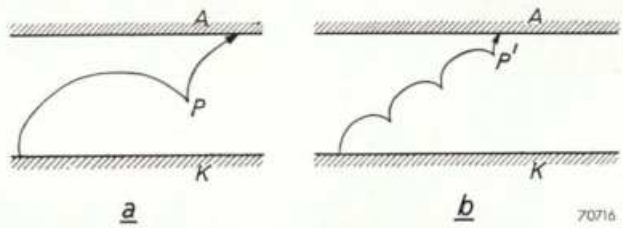


Fig. 11. Electronenbanen in een vlak magnetron met kathode K en anode A.
a) B is iets groter dan B_{cr}. Een electron beschrijft een grote boog. Daar in P zijn snelheid nul is en het op zijn verdere weg naar de anode maar weinig energie aan het veld kan afgeven, wordt een groot gedeelte van de potentiële energie die het in P heeft, omgezet in warmte. Het rendement is dus laag.
b) B is veel groter dan B_{cr}; de electronen beschrijven kleine bogen. Alleen de kleine potentiële energie die het electron in P' nog heeft, kan in warmte worden omgezet. Het rendement is dus hoog.

De lijnen (2) en (5) verdelen het V-B-vlak in drie gebieden, a, b en c. Als we bij een bepaalde inductie B_1 de spanning laten toenemen, passeren we achtereenvolgens deze gebieden. Bij lage spanning zijn we in gebied a. Het magnetron is afgeknepen, maar er zijn geen oscillaties mogelijk, want de spanning voldoet nog niet aan verg. (5). Verhogen we de spanning zodanig dat we in gebied b terecht komen, dan kunnen oscillaties gaan optreden; bij verdere verhoging van de spanning neemt de anodestroom sterk toe, waarbij ook de trillingsamplitude snel stijgt. Meestal komen we hier aan een grens doordat de kathode niet meer stroom kan leveren. De oscillaties, die in de omgeving van de lijn (4) maximaal zijn, nemen bij hogere spanning af doordat dan niet meer is voldaan aan de synchronisatievoorwaarde. Komen we in het gebied c, dan kan er stroom vloeien zonder hoogfrequente spanning; het magnetron is dan niet meer afgeknepen, zodat er geen oscillaties meer optreden.

Het rendement van de oscillaties blijkt groter te worden met toenemend magneetveld (en dus met toenemende spanning, want we moeten op de lijn (4) blijven, die de synchronisatievoorwaarde voorstelt). Dit is aan de hand van een figuur gemakkelijk in te zien. Als de inductie B maar weinig groter is dan de critische waarde B_{cr}, hebben we te maken met het geval van *fig. 11a*. Zoals blijkt uit verg. (1), is de hoogte van een cycloïdeboog maar weinig minder dan de afstand tussen de anode en de kathode.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Het electron dat uit het punt P ongeveer met de snelheid nul vertrekt, heeft dan nog bijna zijn gehele potentiële energie en zal deze maar voor een klein gedeelte aan het hoogfrequente veld kunnen afgeven, zodat een groot gedeelte bij de botsing van het electron met de anode wordt gedissipeerd. Het rendement is dan dus betrekkelijk klein.

Indien echter B veel groter is dan B_{cr}, zien we uit fig. 11*b* dat het electron ten hoogste de potentiële energie kan verliezen die het in punt P' nog bezit, en deze is veel kleiner, zodat de dissipatie geringer en het rendement hoger worden.

Op deze wijze zijn bijv. met een magnetron voor 3 cm golflengte rendementen te verkrijgen van 50%. Dit is veel meer dan mogelijk is met een klystron of een lopendegolfbuis. Evenals in deze beide soorten buizen vindt ook in het magnetron pakkettenvorming plaats, en evenals in lopendegolfbuizen lopen in het magnetron de electronenpakketten synchroon met de golf. Het verschil is echter, dat in het magnetron het magnetische veld een richtende werking uitoefent. Evenals bij een tol wordt een kracht in de ene, hier tangentiële, richting omgezet in een verplaatsing loodrecht daarop, hier dus radiaal. De snelheid in de veldrichting blijft gelijk, er treedt geen ontbinding van de pakketten op, maar de potentiële energie die het electron op zijn weg naar de anode verliest, wordt als hoogfrequente energie aan het wisselveld afgegeven, zoals boven al werd opgemerkt. Op deze wijze kan vrijwel de gehele gelijkstroomenergie nuttig worden gebruikt.

De karakteristieken die men gewoonlijk van een magnetron opneemt, worden verenigd in een zg. werkingsdiagram (Engels: „performance chart"). Langs de abscis zetten we de anodestroom uit en langs de ordinaat de anodespanning. Door variatie van spanning en magneetveld kunnen we de verschillende punten van het diagram bereiken. We meten het vermogen en het rendement, en trekken lijnen van constante inductie, constant vermogen en constant rendement, zoals in *fig. 12* is weergegeven. We vinden dan de verschillende verschijnselen waarover we zojuist gesproken hebben, terug. De anodespanning is ongeveer evenredig met het magneetveld en hangt weinig af van de stroomsterkte. Het rendement neemt toe met sterker wordend magneetveld, zoals boven werd beredeneerd. Verder is het rendement enigszins afhankelijk van de anodestroom: bij grote stroomsterkten gaat het rendement namelijk afnemen, doordat de ruimtelading de fazefocussering stoort.

Naar de kant van toenemende spanning en stroom is het magnetron begrensd door de beperkte emissie van de kathode, door doorslag in de buis en door de maximale veldsterkte die de gebruikte magneet kan geven. Normaal worden magnetrons gebruikt met een permanente magneet (fig. 2); daarbij kunnen we dus alleen punten van het werkingsdiagram bereiken die liggen op een lijn van constante inductie.

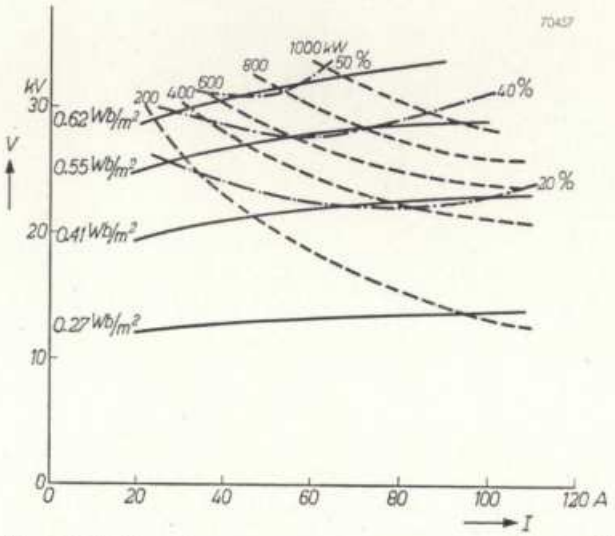


Fig. 12. Werkingsdiagram van een magnetron voor 3 cm golflengte. De stroomsterkte is uitgezet langs de abscis, de spanning langs de ordinaat. In het diagram zijn lijnen getekend van constante inductie (uitgedrukt in Wb/m²), van constant vermogen (in kW) en van constant rendement (in %). Dit diagram is opgenomen aan een magnetron met 18 trilholten, $r_k = 0{,}32$ cm, $r_a = 0{,}52$ cm, anodelengte = 2 cm.

Resonatoren

De hoogfrequente energie bevindt zich voornamelijk in de resonatoren en slingert daar heen en weer als electrische en magnetische energie. Deze resonatoren bepalen de golflengte en doen dienst als energiereservoir. Een gedeelte van de er in aanwezige energie wordt naar de antenne of naar een andere belasting gevoerd.

Vóór 1940 gebruikte men als resonator bij voorkeur een tweedraads-Lecher-systeem. Bij een tweeplaats-magnetron werden de beide anodehelften direct aan de beide draden verbonden (*fig. 13a*). Bij magnetrons met vier of meer platen verbond men de platen afwisselend met zo kort

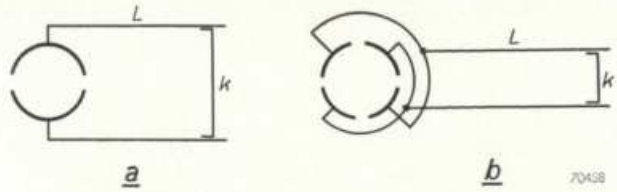


Fig. 13. *a*) Tweeplaats-magnetron met Lecher-systeem *L*. Afgestemd wordt door middel van de verschuifbare kortsluitbrug *k*.
b) Vierplaats-magnetron. De platen zijn paarsgewijs verbonden. Aan de verbindingen is het Lecher-systeem gelast.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

mogelijke verbindingen, zodat ze op dezelfde spanning stonden. Op deze verbindingen werd dan het Lecher-systeem aangesloten (fig. 13*b*).

Bij de tegenwoordige magnetrons heeft men meestal te doen met verscheidene resonatoren, die in de vorm van trilholten in een blok koper, dat als anode dient, zijn uitgespaard. Deze trilholten hebben minder weerstands- en stralingsverliezen, de warmte-afvoer is eenvoudiger, en ze zijn bij kleine golflengten gemakkelijker met voldoende nauwkeurigheid te maken. De meest gebruikelijke magnetronanodes zijn afgebeeld in *fig. 14*.

Bij resonatoren die uit gaten en spleten bestaan, kan men nog enigszins spreken van gescheiden zelfinductie en capaciteit. De capaciteit is vooral geconcentreerd in de spleten, en men kan dan ook spreken van een bepaalde spanning over de spleet. De zelfinductie kan worden gelocaliseerd in de gaten, in welker wand de stroom loopt. Bij andere vormen van resonatoren echter is dit onderscheid niet meer te maken; wel is het zo, dat in de buurt van de open zijde in hoofdzaak het electrische veld is geconcentreerd, terwijl aan de gesloten zijde de stromen het grootst zijn en daar dus vooral het magnetische veld aanwezig is. (Dat men hier de capaciteit en de zelfinductie niet meer duidelijk kan scheiden, neemt natuurlijk niet weg, dat de eigen frequentie en de impedantie van de trilholte formeel nog wel kunnen worden beschreven met een „effectieve" capaciteit en zelfinductie.)

Het aantal trilholten in een modern magnetron is vrij groot, meestal acht of meer. Om de nodige grote stroomsterkte te kunnen leveren, moet namelijk de kathode een flinke diameter hebben. De anodediameter is dan eveneens groot, maar de afstand tussen twee trilholten, die globaal gelijk is aan (E/B) maal $^1/_2$ periode, kan men niet boven een zekere grens kiezen. Immers, B moet groter zijn dan B_{cr} en kan dus niet onbeperkt worden verkleind. E maakt men ook liefst niet zeer groot, omdat men anders vervalt in onpractisch hoge spanningen (50 tot 100 kV!). Men ontkomt dus niet aan een vrij groot aantal trilholten.

Aangezien de trilholten via het centrale gat en de eindruimten met elkaar zijn gekoppeld, heeft het gezamenlijke stelsel een reeks van eigen frequenties, en wel $n+1$ indien het magnetron $2n$ gelijke trilholten heeft.

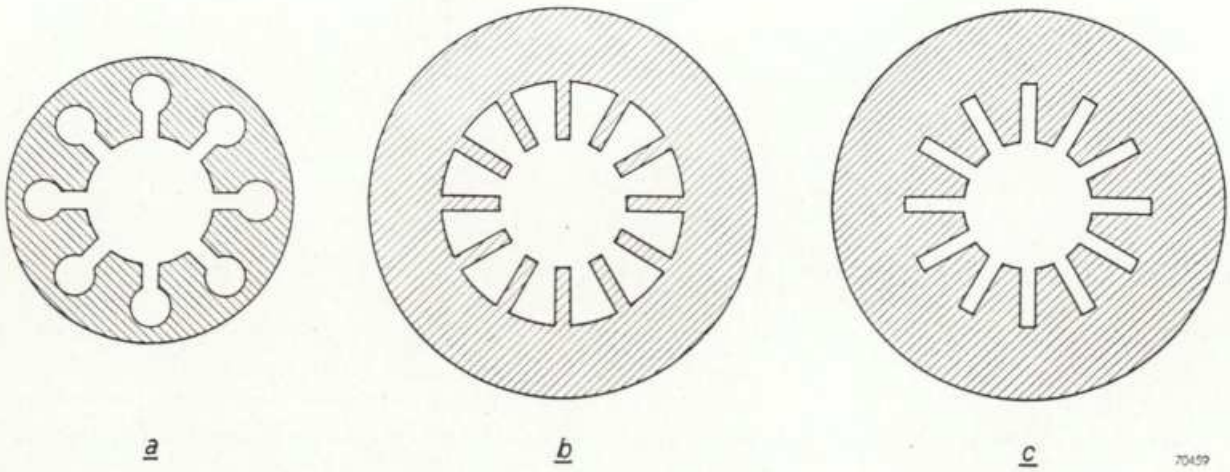


Fig. 14. Anodeblokken van magnetrons, in doorsnede. De trilholten bestaan uit (*a*) gaten en spleten of (*b*) sectoren of (*c*) spleten.

Een systeem van twee gekoppelde kringen kan trillen op twee manieren. De oscillaties in de twee kringen kunnen namelijk in gelijke of in tegengestelde faze zijn. Zo worden ook de trillingswijzen bij een systeem van verscheidene gekoppelde trilholten onderscheiden door de onderlinge fazeverschillen. Het fazeverschil φ tussen twee opeenvolgende trilholten is steeds constant. Als er $2n$ trilholten zijn, hebben we ook, wanneer we achtereenvolgens alle holten langs gaan tot we bij het uitgangspunt zijn teruggekomen, $2n$ maal dat fazeverschil gehad, en dit bedrag moet een geheel aantal malen 2π zijn:

$$2n\,\varphi = k\cdot 2\pi\,, \quad \text{of} \quad \varphi = k\frac{\pi}{n}\,.$$

k is een willekeurig geheel getal. Men spreekt van de „$k$de trillingswijze". Bij iedere waarde van k behoort een eigen frequentie: met $k = 0, 1, 2, \ldots n$ corresponderen $n+1$ verschillende eigen frequenties. Voor $k = n$ krijgt men $\varphi = \pi$; dit wordt vaak de π-trilling genoemd. Twee naburige trilholten zijn hierbij in tegenfaze. Als $k > n$, krijgt men nog wel

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

andere trillingswijzen, maar de trilling $n + m$ heeft dezelfde eigen frequentie als de trilling $n - m$. Men noemt deze trillingswijzen gedegenereerd. Het optreden van gedegenereerde trillingswijzen komt door de cirkelsymmetrie van het anodeblok: de beide veldconfiguraties zijn op een

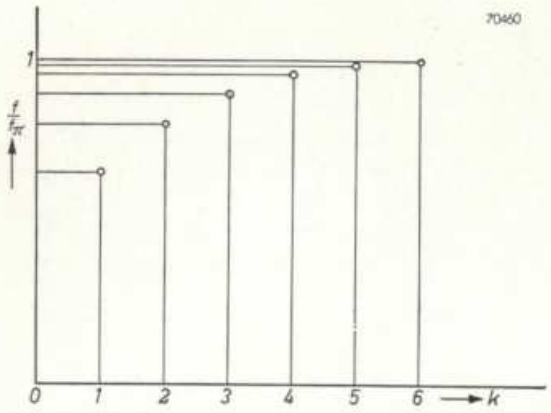


Fig. 15 Eigen frequenties van een magnetron met twaalf gelijke trilholten. Langs de abscis is het nummer k van de trillingswijze uitgezet, en langs de ordinaat de frequentie f, met als eenheid de frequentie f_π van de π-trilling ($k = 6$). In de buurt van de π-trilling liggen de eigen frequenties dicht opeen.

bepaald moment elkaars spiegelbeeld ten opzichte van een bepaald vlak door de as. Dit is ook de reden waarom men magnetrons laat trillen in de, niet-gedegenereerde, π-trilling; in de wel gedegenereerde trillingstoestanden kan namelijk gemakkelijk tevens die trilling worden aangestoten waarmee de electronenbeweging niet gekoppeld is.

Fig. 15 geeft een idee van de ligging der verschillende eigen frequenties bij een magnetron met twaalf trilholten. De frequentie van de π-trilling is als eenheid genomen. We zien, dat in de buurt van deze π-trilling de eigen frequenties zeer dicht bij elkaar liggen. Het gevaar dat de gewenste trilling een andere trillingswijze aanstoot, is dan groot. Dit doet afbreuk aan de energie-uitwisseling en aan het rendement. Daarom heeft men gezocht naar middelen om het verschil tussen de eigen frequentie van de π-trilling en de naburige eigen frequenties te vergroten.

Verbeteringen in het systeem van trilholten

Een van deze middelen is het aanbrengen van geleidende verbindingen (Engels: „straps") tussen die anodesegmenten die voor de π-trilling op dezelfde hoogfrequente spanning staan. Dit wil zeggen dat alle even segmenten met draden of ringen van koper worden doorverbonden, en evenzo alle oneven segmenten. *Fig. 16* laat enige voorbeelden hiervan zien.

Voor de π-trilling vormen deze verbindingen een extra-capaciteit van de segmenten ten opzichte van elkaar. Er vloeien namelijk alleen de laadstromen van deze capaciteit in, daar de einden op dezelfde spanning staan. Is de gezamenlijke effectieve capaciteit van de verbindingen C_s en de effectieve capaciteit van de trilholten tezamen C_t, dan wordt de golflengte in de verhouding $\sqrt{1 + (C_s/C_t)}$ vergroot, hetgeen onmiddellijk volgt uit de bekende relatie voor de eigen frequentie f van een L-C-kring:

$$\omega^2 LC = 1,$$

waarin $\omega = 2\pi f = 2\pi c/\lambda$ (c = voortplantingsnelheid, λ = golflengte).

Bij de andere trillingswijzen is de spanning tussen naburige segmenten lager. Daardoor is de effectieve capaciteit C_s kleiner. (Dit is ook het geval bij het aansluiten van een extra-capaciteit op een Lechersysteem; de invloed van deze capaciteit is het grootst in een spanningsbuik en neemt bij verplaatsing naar een spanningsknoop af.) Verder gaat er nu ook stroom in de „straps" vloeien, daar de einden niet meer op gelijke potentiaal staan. Er treedt dan een effectieve zelfinductie op, die parallel staat met de oorspronkelijke en dus de totale zelfinductie kleiner maakt. Aangezien zowel capaciteit als zelfinductie kleiner is dan bij de π-trilling, zal ook de golflengte kleiner zijn.

Zo kunnen we tussen de eigen frequenties van de π-trilling en die van de andere trillingswijzen een vrij aanzienlijk onderscheid krijgen, van 5% of meer, en aldus het oscilleren in ongewenste trillingstoestanden tegengaan.

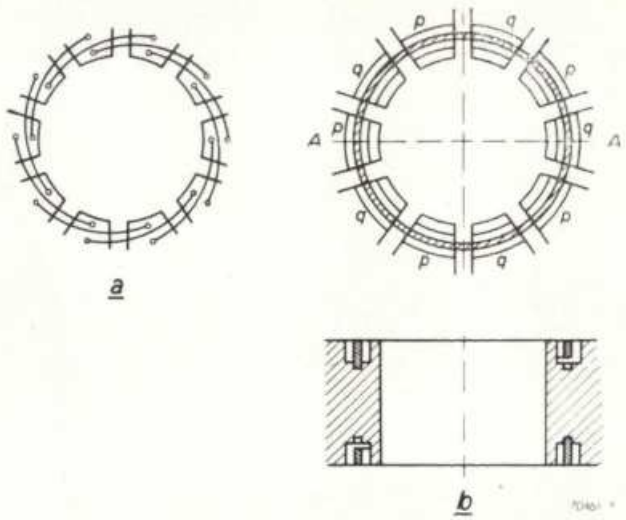


Fig. 16. *a*) Zg. echelon-„strapping". Ieder anodesegment is door een draad verbonden met twee andere.
b) Zg. „ringstrapping". De doorsnede AA is afzonderlijk getekend. De ring loopt over het ene segment heen en is daar laag, en zit op het volgende segment, waar hij hoog is, vast. De ring boven op het anodeblok verbindt de segmenten p, de ring er onder de segmenten q.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Een ander middel om het spectrum van eigen frequenties te wijzigen is het ongelijk maken van de trilholten. Het meest gebruikt is het zg. „rising sun" systeem (*fig. 17*), met afwisselend

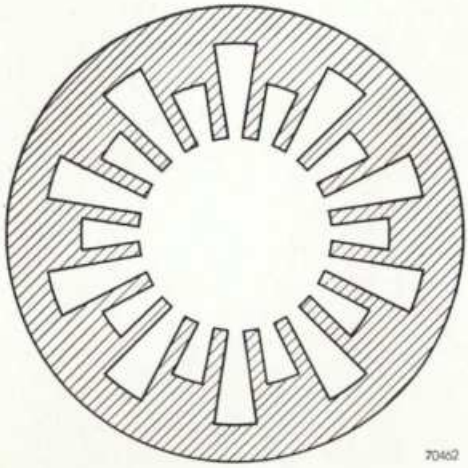


Fig. 17. „Rising sun" anodesysteem met 20 afwisselend grote en kleine trilholten.

grote en kleine trilholten. Hierbij ligt de golflengte van de π-trilling tussen twee groepen, waarbij de ene groep ongeveer de eigen resonanties van het systeem der grote trilholten alleen voorstelt, en de andere groep die van de kleine holten alleen. In *fig. 18* is dit getekend voor een magnetron met 18 segmenten.

Voor golflengten van 1 cm en minder zijn „gestrapte" magnetrons zeer moeilijk of in het geheel niet te maken, omdat de „straps" dan minder dan

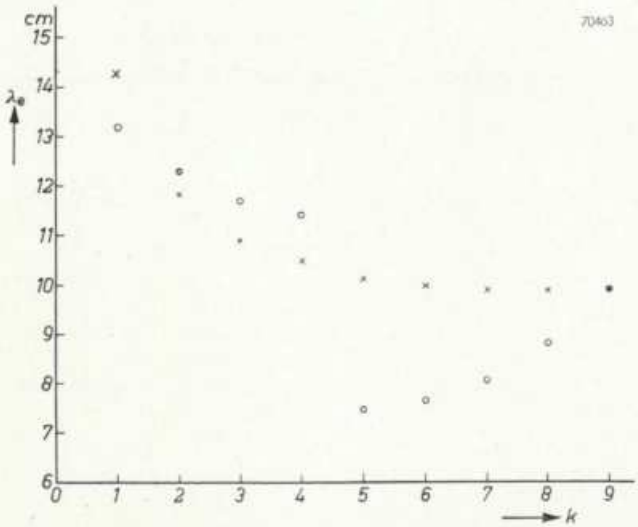


Fig. 18. Eigen golflengte λ_e als functie van het nummer k van de trillingswijze, voor twee verschillende anodesystemen met 18 trilholten en dezelfde golflengte van de π-trilling. De kruisjes gelden voor een „ongestrapt" magnetron met gelijke trilholten, de cirkeltjes voor een „rising sun" systeem. (Overgenomen uit het meergenoemde artikel in Bell Syst. techn. J. **25**, 229, 1946.)

0,1 mm dik zouden moeten zijn. Men gebruikt voor deze millimetergolven algemeen „rising sun" systemen.

Systemen voor het afnemen van het hoogfrequente vermogen

Uit één van de trilholten wordt het hoogfrequente vermogen afgenomen, meestal op een van de beide volgende manieren.

Het eerste systeem maakt gebruik van een koppellus, die met één van de trilholten is gekoppeld. Deze lus gaat over in de binnengeleider van een coaxiaal systeem. Tussen de binnen- en de buitengeleider bevindt zich ergens een glazen verbinding, die de energie doorlaat en de buis vacuumdicht afsluit. Vaak gaat het coaxiale gedeelte over in een golfpijp, soms is het begin van deze pijp direct aan het magnetron gesoldeerd, zoals in *fig. 19* is geschetst.

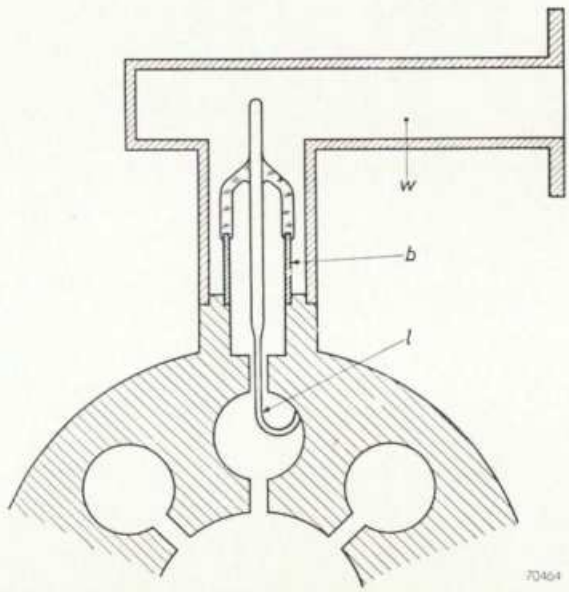


Fig. 19. Coaxiaal systeem voor het afnemen van het vermogen. De lus l gaat over in een binnengeleider, die met glas aan de buitengeleider b is verbonden. De golfpijp w is aan het magnetron gesoldeerd.

Volgens de tweede methode maken we een spleet in de achterwand van één der trilholten. De energie komt via deze spleet direct in een golfpijp. In deze golfpijp, die nu een wezenlijk deel van het magnetron is, bevindt zich het venster dat het vacuum afsluit. *Fig. 20* geeft een schets van een dergelijke koppeling. Dikwijls is men op deze tweede methode aangewezen, bijv. als het vermogen zo groot is dat als gevolg van de grote veldsterkte overslag zou optreden aan de pen in de golfpijp. Of ook als de golflengte zo klein is dat het maken van een lusje in de trilholten te moeilijk wordt.

De koppeling van de trilholten met de golfpijp moet liefst zodanig zijn dat een zo groot mogelijk

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

vermogen wordt doorgelaten. De koppeling mag echter ook niet te vast zijn, daar de oscillator bij kleine veranderingen van de impedantie van het antennesysteem stabiel moet blijven werken en ook

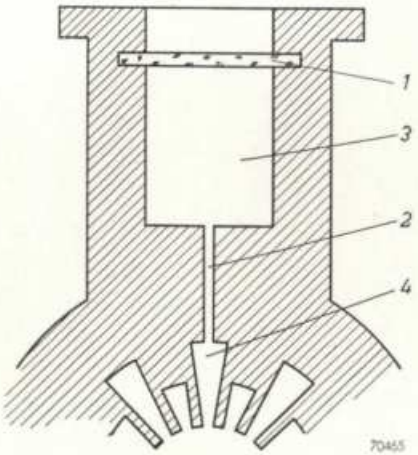


Fig. 20. Spleetkoppeling in doorsnede (schematisch). *1* vacuumdicht venster, *2* spleet, *3* golfpijp, *4* een van de trilholten.

niet te sterk in frequentie mag variëren. Radarsystemen werken vaak met een draaiende antenne, en het draaien veroorzaakt altijd enige fluctuatie in de impedantie.

Een compromis tussen de voorwaarde voor goede overdracht van vermogen (vaste koppeling) en de voorwaarde voor stabiliteit (losse koppeling) wordt gevonden door de maten van de koppelspleet juist te kiezen. In principe zou men ook buiten het magnetron, ergens in de golfpijp, een aanpasinrichting kunnen aanbrengen, maar dit heeft het grote bezwaar dat er dan in de golfpijp tussen het magnetron en het aanpassysteem staande golven optreden; de veldsterkte wordt dan plaatselijk groter, wat aanleiding kan geven tot doorslag. Bovendien wenst men vaak snel een buis te kunnen verwisselen zonder opnieuw de juiste aanpassing te moeten zoeken.

De eigenschappen van een systeem tot het afnemen van het vermogen zien we in het diagram van Rieke, dat de frequentie en het afgegeven vermogen van het magnetron weergeeft als functie van de belasting. Elk punt van het diagram correspondeert met een bepaalde belastingsimpedantie zoals die wordt gezien vanuit een vast punt van de uitvoerleiding. Men zou voor dit doel een rechthoekig diagram kunnen nemen, met het reële en het imaginaire deel van de impedantie als coördinaten, maar het is doelmatiger de reflectiecoëfficient en de faze van de gereflecteerde golf als variabelen te kiezen en poolcoördinaten te gebruiken [10]).

[10]) P. H. Smith, Transmission line calculator, Electronics **12**, 29-31, 1939.

De reflectiecoëfficient en de faze zijn namelijk direct te meten, en verder kan er bij de constructie van hogefrequentieleidingen en antennes voor worden gezorgd dat de reflectiecoëfficient een zekere waarde niet overschrijdt. Men blijft met de impedantie dan binnen een bepaalde cirkel in het Rieke-diagram. Het belang hiervan zal uit het volgende blijken.

In *fig. 21* is de reflectiecoëfficient als voerstraal en de faze als hoek uitgezet. Men meet nu voor allerlei waarden van de impedantie, dus voor allerlei grootten van de voerstraal en de hoek, het vermogen en de frequentie, en krijgt dan het diagram van Rieke door de punten van constant vermogen, resp. van constante frequentie, door een kromme te verbinden.

Men leest uit fig. 21 af dat in een bepaald gebied het vermogen groot is, maar ook de frequentievariatie met de impedantie. Dit laatste kan gemakkelijk aanleiding geven tot instabiliteit.

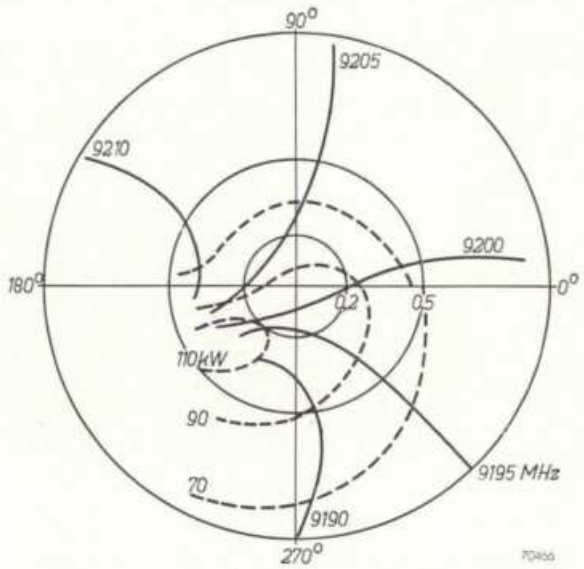


Fig. 21. Rieke-diagram van een magnetron voor 3 cm golflengte. De impedantie van de belasting is uitgezet in een cirkeldiagram. De reflectiecoëfficient is hier de voerstraal, de faze van de gereflecteerde golf op een bepaald punt wordt voorgesteld door de hoek van de voerstraal met een vaste richting. In dit diagram zijn lijnen getekend van constante frequentie (in MHz) en van constant vermogen (in kW). De totale frequentievariatie die men binnen de cirkel met reflectiecoëfficient 0,2 vindt, wordt het meesleepgetal genoemd (hier ongeveer 12 MHz).

Door de afmetingen van de koppelspleet te veranderen kunnen we bereiken dat dit gebied dichter bij of verder van het middelpunt komt te liggen. De mate van frequentieverloop wordt meestal aangegeven door het zg. meesleepgetal (Engels: „pulling figure"); dit is de totale frequentievariatie van het magnetron die optreedt

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

als de impedantie rondloopt op de cirkel met reflectiecoëfficient 0,2 in het diagram van Rieke. Zowel dit meesleepgetal als het afgegeven vermogen wordt kleiner als men de koppelspleet vernauwt. Het hangt af van de toepassing, waar men het compromis legt.

Constructiedetails

De kathode

De kathode van een magnetron moet voldoen aan hoge eisen. In de eerste plaats is de stroom groot; bij magnetrons die met impulsen werken, komen kathodebelastingen voor van meer dan 30 A/cm². Verder moet de kathode, bij dergelijke stroomdichtheden en bij anodespanningen van 30 kV en hoger, niet gaan vonken of spatten, en moet de warmte kunnen worden afgevoerd die afkomstig is van het bombardement door electronen van verkeerde faze (zie boven). Deze eisen zijn des te zwaarder naarmate het vermogen groter en de golflengte kleiner is.

De oxydekathode blijkt belastingen tot 10 A/cm² verrassend goed te kunnen uithouden mits deze worden gegeven in de vorm van impulsen van omstreeks 1 μs duur; levensduren van 1000 h en meer zijn hierbij niet ongewoon. Men moet daarbij natuurlijk wel in aanmerking nemen dat, indien de werkfractie (d.i. de verhouding van de impulsduur tot de tijdsafstand tussen twee opeenvolgende impulsen) bijv. 1:1000 is, een levensduur van 1000 h betekent dat de kathode maar gedurende 1 h werkelijk heeft geëmitteerd.

Voor buizen met nog hogere kathodebelasting maakt men vaak gebruik van een kathode waarbij in de oxydelaag een metalen gaasje is aangebracht of waarop een metaalpoeder is gesinterd. Het blijkt namelijk dat, indien men deze maatregelen niet neemt, als gevolg van de weerstand van het oxyde bij grote stromen een zodanig potentiaalverval over de laag ontstaat dat doorslag in de laag kan optreden [11]). Dit leidt meestal tot wegsputteren en afbranden van de oxydelaag. Door het gaasje of het poeder echter wordt de laag min of meer kortgesloten, zodat de spanningsverschillen beperkt blijven.

De reeds vroeger in dit tijdschrift besproken L-kathode [12]) bezit ook voor magnetrons voortreffelijke eigenschappen. Niet alleen is de specifieke emissie groot, maar bovendien is de weerstand van de laag zeer klein, doordat het metallische wolfraamoppervlak slechts met een dun laagje barium is bedekt. De kathode vonkt dan ook veel minder en wordt ook niet noemenswaard door de impulsstromen verwarmd (dit laatste in tegenstelling tot wat het geval is bij een oxydekathode: door de hoge weerstand van de oxydelaag ontwikkelen daar de impulsstromen een aanzienlijke hoeveelheid warmte [13])).

Voor sommige buizen is het een nadeel van de L-kathode dat deze een groter gloeistroomvermogen nodig heeft. Voor het magnetron echter is dit juist een voordeel. Als we namelijk, wanneer de buis eenmaal werkt, de gloeispanning nul maken, blijft de kathode verwarmd door de er op vallende electronen. Ze kan dan een vermogen gelijk aan het gloeistroomvermogen als terugbombardementswarmte afvoeren; dit vermogen is een bepaalde fractie van het toegevoerde vermogen. Aangezien L-kathode een groter gloeistroomvermogen heeft, kan ook het vermogen dat men toevoert aan een magnetron dat van een L-kathode is voorzien, groter zijn.

Bij een oxydekathode heeft men vaak profijt van de grote secundaire emissie, die door de terugkerende electronen wordt opgewekt. Magnetrons met deze kathode kunnen werken bij een stroom die een veelvoud is van de primaire emissie. Aangezien de coëfficient van secundaire emissie bij de L-kathode veel kleiner is, zijn we hier in grotere mate afhankelijk van de primaire emissie.

Fig. 22 toont een foto van een L-kathode, zoals die wordt gebruikt in een magnetron voor 3 cm golflengte. De opstaande rand aan de einden, die bij alle magnetronkathodes wordt aangebracht, dient om

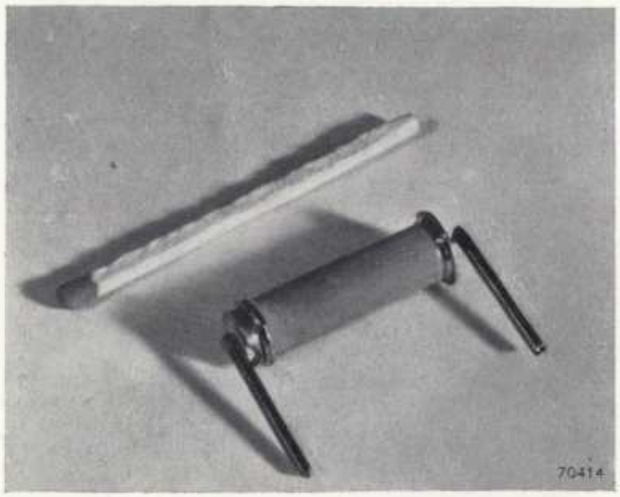


Fig. 22. L-kathode van een magnetron voor 3 cm golflengte.

[11]) R. Loosjes, H. J. Vink en C. G. J. Jansen, Thermisch emitterende kathodes bij impulsbelasting, Philips techn. T. **13**, 328-337, 1951 (No. 11).

[12]) H. J. Lemmens, M. J. Jansen en R. Loosjes, Philips techn. T. **11**, 349-358, 1949.

[13]) E. A. Coomes, The pulsed properties of oxide cathodes, J. appl. Phys. **17**, 647-654, 1946.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

het ontsnappen van electronen naar de eindruimten van het magnetron tegen te gaan. De stroom van ontsnapte electronen kan namelijk geen hoogfrequente trillingen doen ontstaan en veroorzaakt dus alleen schadelijke verwarming van de deksels.

Fabricage van anodesystemen

Het maken van anodesystemen voor magnetrons waarvan de golflengte 3 cm of kleiner is, geeft speciale moeilijkheden door de geringe afmetingen van het systeem, vooral bij „gestrapte" magnetrons waarbij de ringvormige „straps", ter dikte van slechts enkele tienden van een mm, nauwkeurig op de goede plaats moeten worden vastgesoldeerd. Het is te begrijpen dat men voor magnetrons voor 1 cm golflengte, die in lineaire afmetingen nog drie maal zo klein zijn, speciale fabricagemethodes heeft moeten ontwikkelen.

Magnetrons met sectorvormige trilholten kunnen op een aantal manieren worden gemaakt. Men kan bijv. met behulp van speciale mallen de schotten, die de scheiding tussen de trilholten vormen, aan een koperen buitenring solderen. Ook is het mogelijk, dergelijke systemen te maken met behulp van electrolyse of van gietprocédé's, waarbij men uitgaat van een passend negatief.

We zullen een andere methode bespreken, die zich bij uitstek leent voor het maken van grote aantallen nauwkeurig gelijke anodesystemen, eventueel van zeer kleine afmetingen. Deze methode bestaat in het zg. „hobben". De anode die in *fig. 23* is afgebeeld, is op deze wijze gemaakt. We hebben hier een stalen negatief, de hobstempel, dat nauwkeurig op maat is geslepen. Deze stempel drukken we met behulp van een pers in een massief blok koper, waarvan de hoogte ongeveer gelijk is aan de lengte der te vormen anode. Het koper vloeit daarbij nauwkeurig om de stempel heen. Daarna wordt de stempel er recht uitgetrokken.

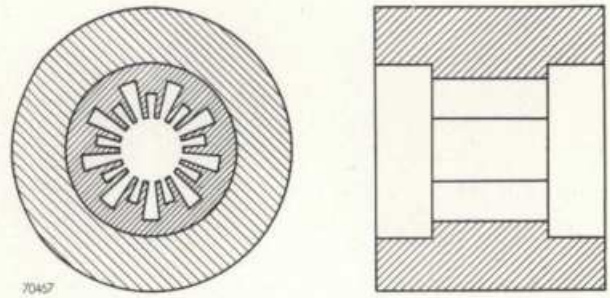
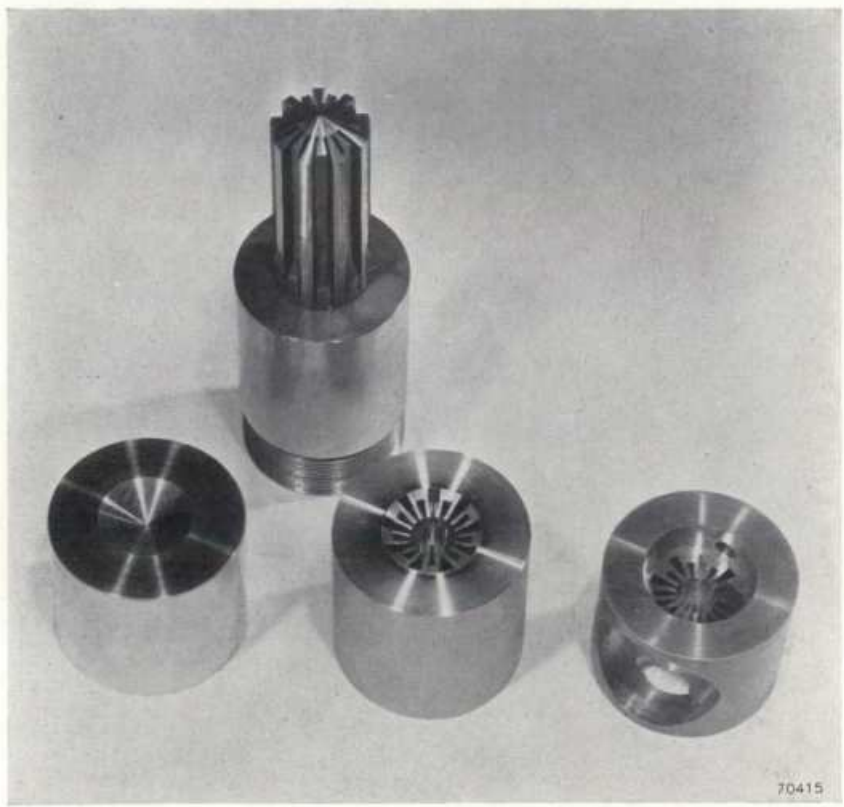


Fig. 23. „Rising sun" anode van een magnetron voor 3,2 cm golflengte, op $\frac{3}{4}$ van de ware grootte, in dwars- en lengtedoorsnede.



b *c* *d*

Fig. 24. *a*) Hobstempel. *b*) Koperen anodeblok vóór het hobben, *c*) na het hobben, *d*) na het afdraaien. Op de zijdelingse opening in (*d*) wordt de golfpijp aangesloten.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Het slijpen van zulk een stempel is een langdurig werk. Men kan het automatisch en met grote nauwkeurigheid doen met een machine die telkens de stempel één gleuf verder draait, waarna een snel-draaiend slijpschijfje het volgende gleufje iets uit-slijpt. Nadat de stempel één maal rond is geweest, wordt de aanzet automatisch vergroot, zodat nu alle gleufjes achtereenvolgens iets verder worden uitgeslepen. Aan het ondereinde is de stempel voor-zien van een stompe punt, het te hobben blok koper krijgt een daarbij passende uitholling. In *fig. 24* ziet men op de achtergrond een hobstempel, en daarvóór, van links naar rechts, een blok koper vóór en na het hobben, en hetzelfde blok na het afdraaien op de goede maten voor het magnetron. Om bij het afdraaien de schotten niet te beschadigen, vult men het gehobde blok met een thermoplastische stof, „Lucite", die de voor dit geval essentiële eigenschap heeft van hard te worden zonderdat er luchtbellen worden inge-sloten. Na het afdraaien wordt deze stof met een oplosmiddel verwijderd. Zo kan men met één stempel snel en nauwkeurig vele tientallen anodesystemen maken. We willen nog opmerken dat ook golfpijpen en koppelspleten betrekkelijk eenvoudig door hobben kunnen worden ver-vaardigd.

Ten slotte geven we in *fig. 25* nog twee foto's van een gehobd magnetron met L-kathode, voor een golflengte van 3 cm. Het werkingsdiagram fig. 12 en het Rieke-diagram fig. 21 hebben op dit magne-tron betrekking.

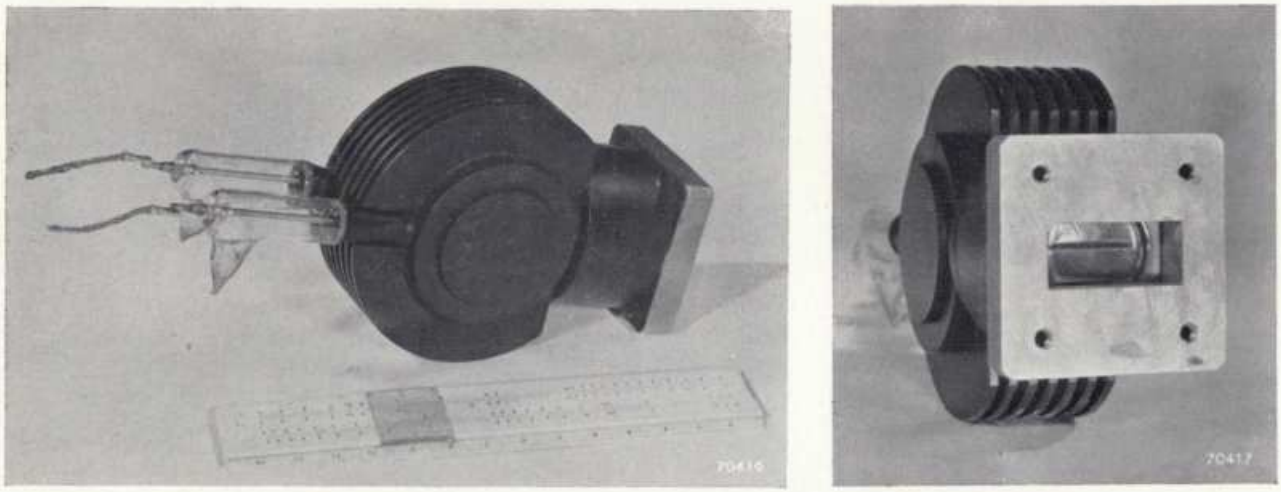


Fig. 25. Magnetron voor 3,2 cm golflengte en 1000 kW piekvermogen. Op de rechtse foto kijkt men in de aansluiting voor de golfpijp; door het venster ziet men de koppelspleet. De kathode van dit magnetron is afgebeeld in fig. 22, de anode in fig. 24*d*.

Samenvatting. Dit inleidende artikel over magnetrons gaat uit van het geval van een electron dat beweegt onder invloed van onderling loodrechte electrische en magnetische velden. Van het ontstaan van oscillaties wordt een kwalitatieve ver-klaring gegeven, gebaseerd op de beschouwingen van Post-humus. In het kort worden vermeld het gunstige verschijnsel van de „fazefocussering" (vorming van electronenpakketten) en de successievelijke benaderingsmethode van Hartree voor het berekenen van de electronenbanen. Verschillende betrek-kingen tussen de anodegelijkspanning V en de magnetische inductie B begrenzen in het V-B-vlak het gebied waarin oscillaties mogelijk zijn. Vervolgens wordt het werkings-diagram („performance chart") besproken.

Als resonatoren worden bij een magnetron tegenwoordig meestal trilholten gebruikt, uitgespaard in de anode. Er wordt ingegaan op het spectrum van eigen frequenties, dat het ge-volg is van de koppeling tussen de trilholten onderling, en op de middelen die in aanmerking komen om het verschil tussen naburige eigen frequenties te vergroten en zo de kans op het aanstoten van ongewenste trillingswijzen te ver-minderen. Deze middelen zijn: het onderling verbinden van anodesegmenten („strapping"), en het gebruik van trilholten die om de beurt groot en klein zijn („rising sun" systeem).

De hoogfrequente energie wordt gewoonlijk aan een magne-tron onttrokken hetzij door middel van een koppellus, hetzij via een spleet, in één van de trilholten. De eigenschappen van deze systemen (o.a. het meesleepgetal) komen tot uiting in het diagram van Rieke, waarvan een voorbeeld wordt gegeven.

In het gedeelte over de constructie komen ter sprake de zware eisen die aan de kathode van een magnetron worden gesteld — eisen waaraan de zg. L-kathode bij uitstek voldoet — en de vervaardiging van het anodeblok met trilholten door middel van de bewerking die „hobben" wordt genoemd.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!